

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»

МЕТОДИЧНИЙ ПОСІБНИК ДО ВИВЧЕННЯ КУРСУ
«ВАКУУМНА ТА ПЛАЗМОВА ЕЛЕКТРОНІКА»
ЧАСТИНА 1
ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ГЕНЕРАЦІЇ ПЛАЗМИ

КИЇВ НТУУ «КП»

2015

Методичний посібник до вивчення курсу «Вакуумна та плазмова електроніка». Частина 1. Фізичні основи генерації плазми. Для студентів факультету електроніки НТУУ «КПІ» усіх форм навчання /Шмирьова Л.М., Слободян Н.В. – К.: НТУУ «КПІ», 2015. – 102 с.

*Гриф надано Методичною радою факультету електроніки НТУУ «КПІ»
(Протокол №12/2015 від 21 грудня 2015 р.)*

Навчальне видання

МЕТОДИЧНІ ПОСІБНИК ДО ВИВЧЕННЯ КУРСУ
«ВАКУУМНА ТА ПЛАЗМОВА ЕЛЕКТРОНІКА»
ЧАСТИНА 1

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ГЕНЕРАЦІЇ ПЛАЗМИ
для студентів факультету електроніки НТУУ «КПІ» усіх форм навчання

Автори: *Шмирьова Людмила Миколіївна, канд. техн. наук., доц.*
Слободян Ніна Вячеславівна, канд. техн. наук.

Відповідальний
редактор: *Л.Д. Писаренко, д-р. техн. наук., проф.*

Рецензент: *І.Д. Шовкун.*

КИЇВ НТУУ «КПІ»

2015

АННОТАЦІЯ

Перша частина методичного посібнику з курсу «Вакуумна та плазмова електроніка» присвячена розгляду фізичних основ генерації плазми. В першому розділі розглянуті основні процеси в газовому розряді та їх загальні закономірності: види взаємодії та рух заряджених частинок, основні властивості плазми та формування газового розряду. Другий розділ описує загальні властивості газового розряду та їх види: тліючий, дуговий, іскровий, коронний та високочастотний розряди, а також такі важливі процеси як поглинання газу стінками приладу і його електродами та катодне розпилення. Наприкінці кожного розділу методичного посібнику наведені питання для самоперевірки. Присутній перелік літератури, яка може бути використана студентами для поглибленого вивчення матеріалу. Методичний посібник може бути корисними студентам усіх форм навчання, які вивчають курс «Вакуумна та плазмова електроніка».

Первая часть методического пособия по курсу «Вакуумная и плазменная электроника» посвящена рассмотрению физических основ генерации плазмы. В первом разделе рассмотрены основные процессы в газовом разряде и их общие закономерности: виды взаимодействия и движение заряженных частиц, основные свойства плазмы и формирования газового разряда. Второй раздел описывает общие свойства газового разряда и их виды: тлеющий, дуговой, искровой, коронный и высокочастотный разряды, а также такие важные процессы как поглощение газа стенками прибора и его электродами и катодное распыление. В конце каждого раздела методического пособия приведены вопросы для самопроверки. Присутствует перечень литературы, которая может быть использована студентами для углубленного изучения материала. Методическое пособие может быть полезным студентам всех форм обучения, изучающих курс «Вакуумная и плазменная электроника».

The first part of the methodical tutorial for the course "Vacuum and plasma electronics" is devoted to the physical foundations of plasma generation. The first section describes the main processes in a gas discharge and their general regularity: interactions and movement of charged particles, the basic properties of the plasma and the formation of a gas discharge. The second section describes the general properties of gas discharges and their types: glow, arc, spark, corona and high frequency discharges, as well as such important processes as the absorption of the gas by the walls of device and its electrodes and cathode sputtering. At the end of each section of the methodical tutorial the questions for self-examination are presented. There is a list of literature that can be used by students for in-depth study of the material. The methodical tutorial may be useful to students of all forms of training, learning course on "Vacuum and plasma electronics."

ЗМІСТ

ВСТУП.....	5
1. ОСНОВНІ ПРОЦЕСИ В ГАЗОВОМУ РОЗРЯДІ ТА ЇХ ЗАГАЛЬНІ ЗАКОНОМІРНОСТІ.....	6
1.1. ВИДИ ВЗАЄМОДІЇ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У ГАЗІ.....	6
1.2. РУХ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК.....	18
1.3. ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛАЗМИ.....	23
1.4. ФОРМУВАННЯ ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ. ЕЛЕКТРИЧНИЙ ПРОБІЙ ТА СТРУМ У ГАЗІ.....	40
1.5. ДІАГНОСТИКА ПЛАЗМИ.....	45
2. ВИДИ ГАЗОВИХ РОЗРЯДІВ.....	54
2.1. ЗАГАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ.....	54
2.2. ТЛЮЧИЙ РОЗРЯД.....	57
2.3. ДУГОВІ РОЗРЯДИ.....	65
2.4. ІСКРОВИЙ РОЗРЯД.....	85
2.5. КОРОННИЙ РОЗРЯД.....	89
2.6. ВИСОКОЧАСТОТНИЙ РОЗРЯД.....	93
2.7. ПОГЛИНЯННЯ ГАЗУ СТІНКАМИ ТА ЕЛЕКТРОДАМИ.....	96
2.8. КАТОДНЕ РОСПИЛЕННЯ.....	98
ПЕРЕЛІК ЛІТЕРАТУРИ.....	102

ВСТУП

У даний час надзвичайно швидко розвиваються різні напрямки електроніки. Це відноситься і до вакуумної техніки. Широке впровадження в електротехнічні установки силової напівпровідникової електроніки зробило свій вплив на шляху розвитку іонної техніки. Номенклатура одних класів приладів збереглася, це відноситься до приладів з розжареним катодом, ртутним вентилям, в той час як застосування інших класів, до яких належать, зокрема, прилади з тліючим розрядом, газові лазери – значно розширилося. Крім того, є цілий ряд областей використання газового розряду де інші принципи застосовувати неможливо. Це перетворювачі теплової енергії в електричну, магнітогідродинамічні перетворювачі, плазмові джерела електронів та іонів, пучки яких використовуються при виконанні різноманітних технологічних операцій як на Землі, так і в космосі – зварювання, інтегральна мікроелектроніка, електронна мікроскопія і т. д.

Газовими розрядами серйозно зайнялись в ракетній техніці через те, що хімічні двигуни вичерпали свої можливості і необхідні принципово нові реактивні двигуни – перш за все іонні, плазмові та фотонні.

Мета вивчення розділу курсу "Вакуумна та плазмова електроніка" – розглянути фізичні явища та процеси, що лежать в основі роботи іонних приладів, іонноплазмових пристроїв; знати фізичні явища в кожному виді газового розряду, його особливості, параметри, області застосування в конкретних приладах та пристроях; вміти розробляти прилади і пристрої різного призначення з урахуванням властивостей певного виду розряду та області його застосування.

Завдання вивчення розділу курсу – набути навичок для постановки експериментальних і вирішення теоретичних завдань по створенню нових приладів і пристроїв з використанням певних видів газового розряду.

1. ОСНОВНІ ПРОЦЕСИ В ГАЗОВОМУ РОЗРЯДІ ТА ЇХ ЗАГАЛЬНІ ЗАКОНОМІРНОСТІ

1.1. ВИДИ ВЗАЄМОДІЇ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У ГАЗІ

В газовому розряді відбуваються складні явища. Їх можна звести до невеликої кількості елементарних процесів. Найбільш цікавими є ті, що призводять до зміни заряду частинок, – іонізація, рекомбінація, переполаризація. Розглянемо найбільш важливі елементарні процеси, а саме: пружне і непружне зіткнення електрона з нейтральною частинкою (атомом або молекулою), збудження, іонізацію або утворення негативних іонів, пружні або непружні зіткнення нейтральних частинок, зіткнення між іонами та атомами, зіткнення фотона з нейтральною частинкою, рекомбінацію позитивного іона і електрона, рекомбінацію позитивних та негативних іонів, вторинну електронну емісію з поверхні твердого тіла, фотоефект на поверхні твердого тіла, вторинну електронну емісію під впливом іонів, нейтралізацію іонів на поверхні, іонізацію нейтральної частинки на поверхні (поверхнева іонізація), емісію електронів з поверхні електродів (термоелектронна емісія), емісію електронів під дією зовнішнього поля (автоелектронна емісія).

Електронно-атомна взаємодія

В газі під час взаємодії заряджених частинок з атомами газу можуть відбуватися пружні і непружні взаємодії. До пружних зіткнень відносяться такі, при яких суми кінетичних енергій частинок до і після зіткнення залишаються незмінними. Кількість пружних зіткнень, що відбувається з електроном в середньому на одиниці довжини його шляху, враховується ефективним перерізом пружного зіткнення Q_y . Ефективний переріз обернено пропорційний довжині вільного пробігу

$$Q_y = \frac{1}{\lambda_y}$$

Положення, що визначило назву ефективного перерізу, отримало подальше узагальнення для всіх інших елементарних актів взаємодії з урахуванням фактичної довжини вільного пробігу. Так, для електронів λ_e в $4\sqrt{2}$ рази більше, ніж у атомів, отже, повний ефективний перетин для електрона

$$Q_i = \frac{1}{\lambda_i} = \frac{1}{4\sqrt{2}\lambda_d},$$

де λ_d – середній вільний пробіг атомів газу при тепловому русі. Поки енергія електрона не досягає значення, що відповідає першому рівню збудження атома, можливо лише пружне зіткнення. Після того, як енергія частинки перевищить потенціал збудження або іонізації, ймовірність відповідного процесу різко зростає, а потім, при подальшому збільшенні енергії, знову знижується. Це пояснюється тим, що при збільшенні енергії зростає швидкість електрона, тобто час взаємодії скорочується, отже, менше і ймовірність взаємодії.

Уявимо, що кожен атом має ефективний поперечний переріз σ_i , а електрон – точкова частинка. Тоді, якщо електрон потрапляє в цей переріз, відбувається іонізація. Позначимо концентрацію атомів n_A . Запишемо співвідношення між повним ефектним перерізом іонізації та середньою довжиною вільного пробігу при іонізації

$$n_A \sigma_i = \frac{1}{\lambda_i}.$$

Якщо врахувати всі можливі види взаємодії між електроном та атомом, включаючи пружні зіткнення Q_y , акти збудження Q_g та акти іонізації Q_i , то повний ефективний переріз

$$Q_t = Q_y + Q_g + Q_i.$$

Якісний хід залежності ефективних перерізів пружних та непружних зіткнень від енергії електронів показаний на рис.1.1.

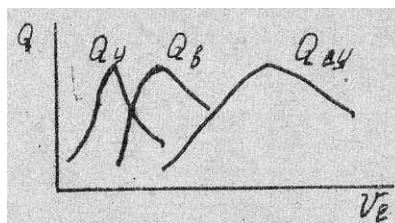


Рис. 1.1. Залежності ефективних перерізів пружних та непружних зіткнень від енергії електронів.

Залежність перерізу пружного розсіяння електрона на атомах від його енергії показана на рис. 1.2. Помітний мінімум при малих швидкостях (енергіях) обумовлений ефектом Рамзауера, пов'язаним із взаємодією полів електрона та атома на малих відстанях. При великих швидкостях Q_y зменшується внаслідок зниження часу взаємодії між електроном та важкої частинкою.

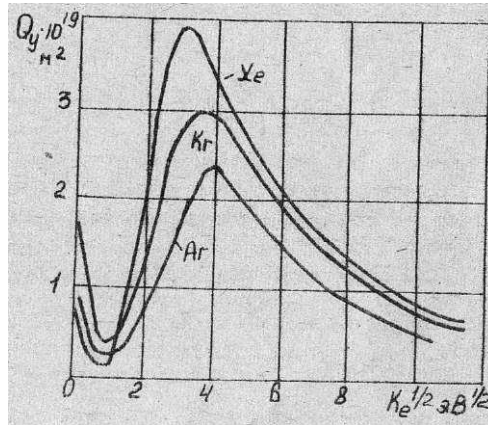


Рис.1.2. Залежності перерізу пружного розсіяння електрона від енергії.

Пружне розсіяння електронів має дві важливі особливості: дуже малу частку енергії, що передається при зіткненні ($\delta = 2 \frac{m_e}{m_d}$, m_e – маса електрона, m_d – маса атома або молекули) та повну передачу імпульсу.

Криві перерізів іонізації газів зображені на рис.1.3. Ці криві мають поріг з боку малих енергій, так як при енергії меншій за відповідний активаційний потенціал переріз дорівнює нулю.

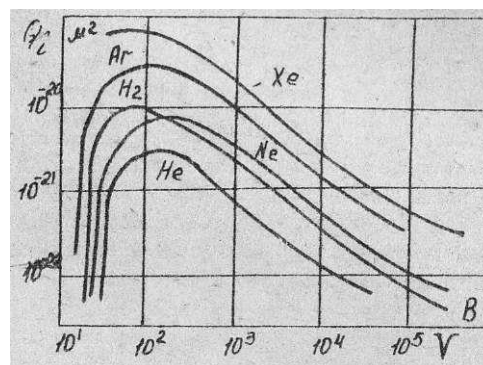


Рис. 1.3. Залежності перерізів іонізації газів від енергії.

У разі частих зіткнень можливе послідовне протікання непружних процесів, таких як багаторазова іонізація, ступінчаста іонізація (іонізація збудженого атома) і т. п.

Іон-атомні взаємодії

Із законів збереження енергії та імпульсу випливає, що іонізація атома масою m_d швидкою частинкою масою m_δ станеться, якщо

$$E \geq \frac{(m_d + m_\delta)eV_i}{m_d},$$

де E – енергія швидкої частинки. Звідки в разі $m_d = m_\delta$ випливає $E \geq 2eV_i$.

Перерізи іонізації атомів іонами при малих енергіях значно менші перерізів у випадку електронів. Це пов'язано з відмінностями в швидкостях їх руху. Явна ймовірність іонізації буде мати місце лише при однакових швидкостях іона та електрона. Звідси випливає, що енергія іонів, яка відповідає максимуму перерізу іонізації, повинна становити $10^4 \dots 10^6$ еВ.

При взаємодії іонів або атомів, що мають кінетичну енергію, яка перевищує енергію зв'язку частинок у твердому тілі з поверхнею твердого тіла, спостерігається так зване катодне розпилення поверхні твердого тіла у вигляді атомів, іонів, кластерів. Енергія, що відповідає порогу розпилення, у більшості випадків становить 3–20 еВ. З ростом енергії первинного пучка коефіцієнт катодного розпилення S (відношення кількості розпилених часток до кількості падаючих) збільшується. При енергіях біля 1 кеВ він порівняний з одиницею. В цілому залежність S від енергії падаючих часток представляє собою плавну криву з максимумом. Для легких іонів максимум досить різкий і спостерігається при енергіях 10 кеВ. У випадку "важких" іонів спостерігається широкий максимум в області 30 – 100 кеВ. Значення S збільшується з ростом маси бомбардуючих частинок. Найменшу ефективність розпилення мають атоми H_2 та He . Найбільш стійкими до розпорошення цими атомами виявляються важкі речовини, наприклад W та Ta . Для них коефіцієнт розпилення в максимумі менше 10^{-2} .

Зіткнення нейтральних частинок

При зіткненні нейтральних частинок газу можлива іонізація лише при дуже високих тисках і температурах. Кількість зіткнень, що призводять до іонізації в газі при температурі T і концентрації n , може бути розрахована. Нехай частинки мають відносні швидкості, які лежать в межах від V до $V+dV$. Кількість зіткнень за одиницю часу виражається формулою

$$dz = \frac{\sqrt{2}\pi n}{\lambda} \left(\frac{m}{4\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mV^2}{4kT}} V^2 dV,$$

де z – кількість зіткнень; λ – довжина вільного пробігу; T – температура газу.

Щоб зіткнення призвело до іонізації, повинна виконуватися умова

$$\frac{mV^2}{2} \geq 2eV_i,$$

Позначимо через f ймовірність того, що зіткнення частинки з вказаною швидкістю призведе до іонізації. Тоді число таких зіткнень за одиницю часу

$$f_z = f \int_{V_i}^{\infty} dz = f \frac{n}{\lambda} \left(\frac{2kT}{\pi m} \right)^{1/2} e^{-\frac{eV_i}{kT}} \left(\frac{eV_i}{kT} + 1 \right).$$

Значення f постійно та становить $\approx 10^{-3} \dots 10^{-4}$. Таким чином, іонізація експоненціально залежить від потенціалу іонізації. Так, для цезію з низьким потенціалом іонізації вже при 3000 К відбувається сильна іонізація, а для гелію така ж ступінь іонізації досягається при температурі понад 10^4 К.

Термічна іонізація

При дуже високих температурах іонізація газу відбувається в результаті зіткнень нейтральних частинок одна з одною і зіткнень електронів та іонів з нейтральними атомами. Між генерацією заряджених часток та їх рекомбінацією встановлюється динамічна рівновага. Теорію термічної іонізації розробив Саха. Він використовував теорію хімічної дисоціації.

Найпростіший процес іонізації відбувається за формулою $A_n \leftrightarrow A_i + e$. Залежності ступеня іонізації різних газів від температури в лінійному і логарифмічному масштабах показані на рис.1.4.

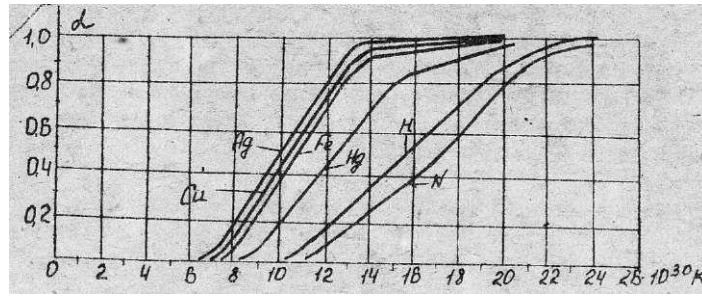


Рис.1.4. Залежності ступеня іонізації різних газів від температури.

Ступінь іонізації α запишемо:

$$\alpha \approx G^{1/2} \frac{(kT)^{5/4}}{p^{1/2}} \left(\frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/4} e^{-\frac{W_i}{kT}},$$

де p – тиск, W_i – енергія іонізації; T – температура; G – коефіцієнт; k – постійна Больцмана; h – постійна Планка.

Іонізуюча дія фотонів

Щоб квант міг викликати іонізацію атома, необхідне виконання нерівності $hV > eV_i$.

Гранична довжина хвилі $\lambda_0 = \frac{e}{V_0}$ (нм) визначається з умови

$$\lambda_0 = \frac{ch}{eV_i} = \frac{1235}{V_i}, \quad (1.1)$$

де V_i виражається в вольтах.

У випадку освітлення газу світлом з різними довжинами хвиль максимум іонізації для даної речовини спостерігається при довжині хвилі λ_0 , розрахованої за формулою (1.1). Іонізація може відбуватися і при $\lambda > \lambda_0$. Це пояснюється тим, що іонізація протікає східчасто. Світловий квант переводить атом у збуджений стан. Потім він в результаті зіткнення переходить в іонізований стан. На іонізаційній кривій (рис.1.5) спостерігаються максимуми в області довжин хвиль $\lambda > \lambda_0$. Це підтверджує ступінчастий механізм іонізації. Максимуми збігаються з потенціалами збуджених станів атомів та визначаються відповідно до рівняння

$$hV = eV_{zb}.$$

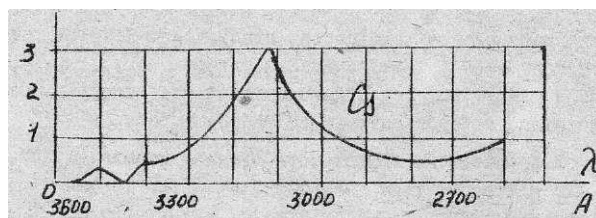


Рис.1.5. Залежність ймовірності від іонізації від енергії фотонів.

Ймовірність ступінчастої іонізації збільшується при знаходженні збуджених атомів на метастабільних рівнях. З іонізованого або збудженого стану атом повертається в нормальний стан. При цьому випускається фотон, енергія якого менше, ніж енергія, необхідна для іонізації. Якщо атом випромінює резонансну лінію, тобто лінію, що виникає в результаті переходу з першого збудженого стану в основний, то дуже велика ймовірність поглинання, так як при цьому велика кількість молекул знаходяться в основному стані. Якщо прискорюючі поля дуже сильні, наприклад при іскровому розряді, електрони здатні збудити і іони. Випромінювана енергія при переході в нормальний стан більше, ніж енергія іонізації. Тому ймовірність фотоіонізації атомів збільшується.

Поверхнева іонізація

Нейтральний атом випаровується з поверхні твердого тіла. Іонізація його відбувається, якщо робота виходу поверхні eJ більше потенціалу іонізації атома V_i . Наприклад, поверхнева іонізація на вольфрамі можлива для атомів Cs , K і Rb та практично неможлива для інших елементів. При цьому атом віддає металу один електрон, а сам перетворюється на позитивний іон та повертається в газовий простір.

Обираючи температуру іонізатора, слід пам'ятати, що ступінь іонізації залежить від T_i . Вона мала у випадку $T_i < T_{kr}$, тобто за умови, коли на поверхні іонізатора присутня плівка лужного металу, яка знижує її роботу виходу.

На рис. 1.6 показана залежність ступеня іонізації (Cs на W від T_i та щільності струму j (витрати Cs).

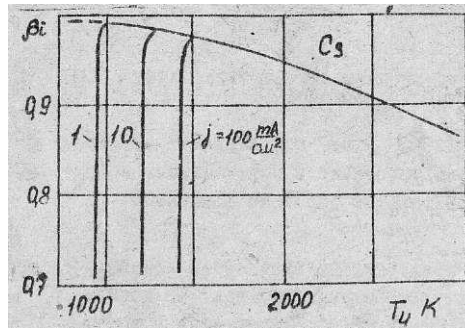


Рис.1.6. Залежність ступеня іонізації цезію від температури іонізатора.

Для області температур вище порогу іонізації коефіцієнт іонізації β_i (відношення іонізованих атомів n_i до атомів робочої речовини n_a , що поступають на поверхню іонізатора) визначається формулою Саха-Ленгмюра

$$\beta_i = \left\{ 1 + \frac{g_d}{g_i} \exp \left[\frac{e(V_i - V)}{kT_i} \right] \right\}^{-1},$$

де $\frac{g_d}{g_i}$ – відношення статистичних ваг атомного та іонного станів частинок, що

іонізуються. Для атомів з одним валентним електроном $\frac{g_d}{g_i} = 2$.

Поряд з позитивною поверхневою іонізацією існує також негативна поверхнева, яка може бути значною, якщо спорідненість атома до електрона S є порівняною з роботою виходу eJ . Негативна поверхнева іонізація відбувається не тільки в квазірівноважному режимі, але і при бомбардуванні іонами середніх енергій поверхонь, що вкриті цезієм чи іншими лужноземельними елементами.

Утворення негативних іонів

Утворення негативних іонів, як правило, не призводить до збільшення кількості носіїв заряду, але змінює рухливість заряджених частинок. Це може суттєво впливати на перебіг процесу. Якщо електрон зустрічається з нейтральним атомом, то є певна ймовірність того, що електрон "прилипне" до нього. Ця ймовірність залежить від енергії електрона і властивостей газу. Такий процес можна записати в наступному вигляді: атом + електрон + W_{el} = негативний іон + W_{sr} + W_{el} , де W_{el} – енергія електрона до "прилипання"; W_{sr} – енергія електронної спорідненості.

Енергія $W_{sr} + W_{el}$ виділяється у вигляді випромінювання. Ймовірність утворення негативних іонів тим більше, чим більше значення W_{sr} . Так, для атомарного кисню, фтору, хлору, атомарного водню ця енергія дорівнює відповідно 2; 4,1; 3,8; 0,7 еВ. Кількість зіткнень, що призводять до утворення негативного іона для повітря, O_2 , H_2O , Cl_2 дорівнює відповідно $2 \cdot 10^5$; $4 \cdot 10^4$; $4 \cdot 10^4$; $2,1 \cdot 10^3$. Кількість всіх зіткнень електронів з молекулами має порядок 10^{11} с^{-1} при 1 атм. При тиску в декілька торр кількість виникаючих негативних іонів є малою.

У газовому розряді роль негативних іонів невелика. Але при високих тисках підвищується електрична міцність газів внаслідок того, що важкі молекули захоплюють електрони і заважають процесу іонізації.

Коли легший іонізований атом стикається з важкою негативною молекулою, остання передає іону електрон, і таким чином сприяє гасінню розряду.

Перезарядка

Процес перезарядки полягає у взаємодії позитивних іонів з нейтральними атомами газу. Цей процес зводиться до того, що при зближенні іона з атомом газу, який повільно переміщується, іон захоплює у атома валентний електрон, перетворюючись при цьому у швидкий атом, а атом переходить в іон, що повільно переміщується. У результаті перезарядки в газі з'являються швидкі атоми та повільні іони. Імовірність процесу перезарядки оцінюється за допомогою ефективного перерізу. По мірі підвищення швидкості іона ефективний переріз знижується. Граничні значення ефективних перерізів перезарядки для ряду газів представлені точками на кривій рис. 1.7.

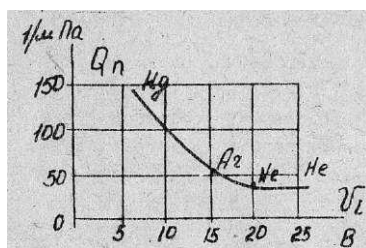


Рис. 1.7. Криві ефективних перерізів перезарядки в парах ртуті та інертних газів.

Електронно-іонна рекомбінація

Найбільш поширеною є рекомбінація електрона і іона, в результаті якої утворюється нейтральний атом або молекула. При цьому кінетична енергія і енергія іонізації можуть виділитися у вигляді енергії світлових квантів згідно рівняння

$$h\nu = \frac{1}{2}mV^2 + eV_i.$$

Можлива також ступінчаста рекомбінація, при якій збуджений нейтральний атом, що утворився, спочатку випромінює квант енергії $h\nu_i = \frac{1}{2}mV^2 + e(V_i - V_e)$ і опиняється у збудженому стані, а потім переходить в основний стан, віддаючи надлишкову енергію у вигляді фотона $h\nu = eV_e$.

Енергія рекомбінації може витратитися на дисоціацію молекули, піти на збільшення кінетичної енергії молекули, викликати хімічну реакцію і навіть може бути передана у вигляді кінетичної енергії атому або електрону, який бере участь в процесі рекомбінації.

Імовірність електронно-іонної рекомбінації невелика, тому що електрон має велику швидкість і час взаємодії дуже малий. Для дуже повільних електронів ймовірність рекомбінації має велике значення. Імовірність іон-іонної рекомбінації більше, оскільки частинки мають меншу швидкість.

Процеси возз'єднання електронів з іонами супроводжуються випромінюванням фотонів. Це випромінювання називають рекомбінаційним. Для нього характерний суцільний спектр випромінювання. При висвічуванні збуджених атомів виникає лінійчатий спектр. Це пояснюється тим, що енергія рекомбінаційних фотонів лежить в широкому діапазоні значень, тому що енергія електрона, що бере участь в процесі рекомбінації, може бути будь-якою.

Взаємодія лазерного випромінювання з поверхнею твердого тіла і вільними атомами та молекулами

Результат взаємодії лазерного випромінювання з поверхнею твердого тіла залежить від щільності потоку потужності випромінювання, падаючого на мішень. При щільності потоку потужності $10^5 \dots 10^8$ Вт/см² відбувається випаровування

матеріалу мішені, і над нею утворюється хмара пари. Ця пара може бути іонізована допоміжним електронним променем. Часткова іонізація атомів випромінюванням можлива за рахунок тунельного ефекту в полі електричної хвилі випромінювання лазера.

При щільності потоку потужності понад 10^{10} Вт/см² картина істотно змінюється. У цих умовах напруженість електричного поля випромінювання лазера перевищує пробійні значення, і поблизу поверхні мішені запалюється оптичний заряд в поле хвилі випромінювання лазера. Але цей процес йде вже в газовій фазі.

Іонізація атомів може бути прямою, непрямою або багатофотонною. У першому випадку атом або молекула поглинає енергію фотона і іонізується. При цьому енергія фотона повинна перевищувати енергію іонізації ($h\nu > V_i$). У другому випадку атом, поглинувши енергію фотона, переходить у збуджений стан. Якщо час життя в збудженому стані досить великий, то в результаті наступних актів поглинання фотонів також може статися іонізація атома.

Із законів збереження енергії та імпульсу випливає, що при взаємодії фотона з атомом в результаті прямої іонізації майже вся енергія кванта випромінювання $h\nu$ передається електрону, що відривається від атома.

В сильному електричному полі може відбутися зниження потенційного бар'єру для електрона, зв'язаного з атомом. Так, в поле з напруженістю 10^7 В/см зниження може досягати 1,2 еВ і ймовірність тунельного переходу через більш низький та звужений потенційний бар'єр помітно зростає. Таким чином, тунельний ефект іонізації атомів може мати суттєве значення при їх взаємодії з потужним лазерним випромінюванням.

Рекомбінація на поверхні

Велику роль у нейтралізації частинок грають електроди та стінки приладу. При бомбардуванні анода електрони потрапляють в потенційну яму анода. Імовірність рекомбінації іонів і електронів зростає поблизу стінок, куди вони підходять в результаті дифузії. Позитивний іон, досягаючи поверхні катода, створює біля неї свій розподіл потенціалу, як показано на рис. 1.8. Багато рівнів енергії в

металі, що містять електрони, збігаються з дозволеними, незайнятими електронами рівнями іона.

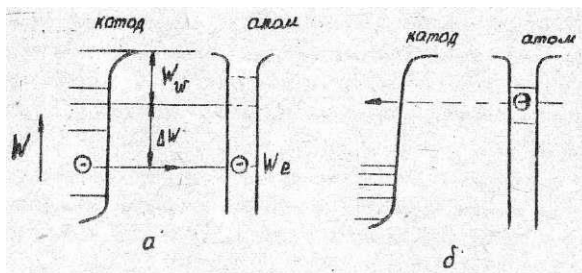


Рис 1.8. Розподіл потенціалу біля поверхні катода.

Електрон металу тунельним переходом може вийти з металу і зайняти вільний рівень в іоні. У результаті цього іон покине поверхню металу вже у вигляді нейтрального атома, можливо збудженого. Після нейтралізації енергія збудження атома

$$eV_e = eV_i - (W_w + \Delta W).$$

де ΔW – відстань між зайнятим рівнем V_e і рівнем Фермі.

Якщо ця енергія більше роботи виходу W_w , тобто якщо $eV_i - W_w - \Delta W > W_w$ або у граничному випадку $eV_i > 2W_w$.

Таким чином, збуджена молекула може ударом другого роду вибити з катода новий електрон. Цей вид нейтралізації може одночасно призвести і до виникнення нових заражених частинок. На рис.1.8, б показаний випадок, коли енергія іонізації менше, або принаймні дорівнює роботі виходу металу. Тоді ймовірність виходу електрона або дуже мала, або вихід його взагалі неможливий. Але в цьому випадку може відбутися перехід електрона нейтрального атома в метал, тому що там є вільні енергетичні рівні. Це спостерігається, наприклад, у випадку G , що має низький іонізаційний потенціал. Так виникає іонізація на поверхні, яка має велике значення в термоемісійних перетворювачах енергії.

1.2. РУХ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК

Електрони та іони, як і атоми газу, знаходяться в стані безперервного руху. При рівномірному розподілі зарядів у просторі та відсутності в ньому електричного поля, рух зарядів хаотичний, тобто всі напрямки в ньому рівноймовірні. Ця рівноймовірність порушується, коли заряди розподілені в просторі нерівномірно або коли в ньому є електричне поле.

Рух частинок стає безладно, або хаотично напрямленим. Якщо складова спрямованого руху досягається за рахунок електричного поля, її називають дрейфовою; якщо за рахунок нерівномірного розподілу часток в об'ємі, тобто присутній градієнт концентрації dn/dx – дифузійною. У загальному випадку безладно спрямоване переміщення зарядів є дифузійно-дрейфовим рухом. Розглянемо закономірності дрейфового і дифузійного рухів роздільно для електронів та іонів.

Дрейфовий рух електронів

На хаотичний тепловий рух електронів та іонів накладається спрямований рух. Середню швидкість хаотичного руху позначимо через \overline{C}_e , а спрямованого – через V_e .

Визначимо залежність V_e та \overline{C}_e від напруженості електричного поля E і тиску газу P . Час пробігу електрона визначається з рівності $t = \frac{\lambda_e}{\overline{C}_e}$, де λ_e – довжина вільного пробігу електронів. Імпульс сили, що надається електрону полем E на шляху вільного пробігу λ_e ,

$$eEt = eE \frac{\lambda_e}{\overline{C}_e}. \quad (1.2)$$

Імпульс сили, що надається електрону полем, дорівнює кількості руху в напрямку поля. Тоді для моменту зустрічі електрона з атомом можна написати рівність

$$eEt = eE \frac{\lambda_e}{\overline{C}_e} = m_e V_k, \quad (1.3)$$

де V_k – значення спрямованої складової швидкості електрона до кінця його вільного пробігу в припущенні, що спочатку ця швидкість дорівнює 0.

Середнє значення спрямованої швидкості приймемо рівним середньоарифметичному значенню початкової та кінцевої швидкостей. Тоді на підставі (1.3) запишемо:

$$V_e = \frac{V_k}{2} = \frac{e\lambda_e}{2m_e C_e} E. \quad (1.4)$$

Але при максвеловському розподілі V_e вдвічі більше, тобто $V_e = V_k$. Коефіцієнт перед E визначає рухливість електронів

$$\mu_e = \frac{e\lambda_e}{2m_e C_e}. \quad (1.5)$$

Рухливістю називають швидкість заряджених частинок, що переміщуються під дією поля, при величині E поля, рівної 1. З формул (1.4) та (1.5) випливає залежність середньої швидкості спрямованого руху V_e та рухливості μ_e від середньої швидкості $\overline{C_e}$ їх безладного руху. Це пов'язане з тим, що середній час прольоту електрона від одного зіткнення до іншого $t = \frac{\lambda_e}{C_e}$ впливає на імпульс сили в напрямку поля і обернено пропорційний C_e .

Отже, швидкість спрямованого руху електронів визначається рухливістю μ_e та E . $V_e = \mu_e E$.

Інтенсивність безладного руху електронів зручно за аналогією з тепловим рухом визначати за середньою енергією частинок, що переміщуються і оцінювати її температурою T_e . Інтенсивність можна оцінювати також за еквівалентною енергією, отриманою електроном при його переміщенні в полі під дією різниці потенціалів U_e . Тоді можна записати

$$\frac{m_e \overline{C_e^2}}{2} = \frac{3}{2} kT = eU_e, \quad (1.6)$$

де T_e – температура електронного газу, U_e – пройдена електроном різниця потенціалів, $\overline{C_e}$ – середня квадратична швидкість безладного руху, визначаються за зміною енергії електрона при хаотичному русі. Звідси

$$T_e = 7730U_e, \quad (1.7)$$

Врахування середньої енергії за T_e можливе тільки у випадку максвелівського розподілу електронів за швидкостями, що має місце в розрядах, розглянутих нами. Температури електронів, іонів, нейтральних атомів відмінні. Зазвичай $T_e > T_i > T$. При цьому T_e становить десятки тисяч. А температура газу не перевищує декількох сотень градусів. Наявність такої високої електронної температури є можливим, тому що електрони – частинки легкі і при пружних зіткненнях з атомами і стінками віддають їм малу частину енергії.

Швидкість спрямованого руху, м/с, можна записати наступним чином:

$$\mathbf{V}_e = \mu_e \mathbf{E} = 2,75 \cdot 10^5 \frac{\mathbf{E} \lambda_e}{\sqrt{U_e}} = 1,86 \cdot 10^7 \frac{\lambda_{eo}}{\sqrt{T_e}} \frac{\mathbf{E}}{P_0}, \quad (1.8)$$

де $\lambda_e = \frac{\lambda_{eo}}{P_0}$, причому λ_{eo} , виражається у метрах, \mathbf{E} – в вольтах на метр, P_0 – в Паскалях.

За значеннями \mathbf{V}_e або μ_e може бути знайдений спрямований електронний струм в розряді

$$I_{en} = N_e e \mathbf{V}_e = N_e e \mu_e \mathbf{E}, \quad (1.9)$$

де N_e – кількість електронів в 1 м розрядного стовпа. Щільність електронного струму, А/м².

$$j_{en} = n_e e \mu_e E, \quad (1.10)$$

де n_e – кількість електронів в 1 м³.

Дрейфовий рух іонів

Для іонів максвелівський розподіл швидкостей не застосовується. Але для спрощення зв'язків швидкість і енергію іонів у їх безладному русі оцінюють за допомогою T_i . Зазвичай T_i – сотні градусів. На спрямований рух іонів впливають процеси перезарядити. Після кожного акту перезарядки будемо вважати, що іон повністю втрачає всю накопичену їм енергію в полі. Тоді середня швидкість іонів до кінця перезарядка може бути оцінена за формулою

$$V_e = \sqrt{\frac{q\lambda_i E}{2\mu_i}}, \quad (1.11)$$

де q – заряд іона; λ_i – вільний пробіг іонів до кінця перезарядки.

Знаючи швидкість одного іона, можна визначити їх рухливість, $\text{м}^2/(\text{с}\cdot\text{В})$:

$$\mu_i = \frac{V_i}{E} = 57,5 \frac{V_i}{\sqrt{\mu_g P_0 E}}, \quad (1.12)$$

де μ_g – атомна маса газу.

Дифузійний рух електронів та іонів

При хаотичному русі і наявності градієнта концентрацій відбувається процес їх вирівнювання за рахунок спрямованого руху часток – дифузії, коли більше зарядів переходить у бік зменшення концентрацій. Дифузія заряджених частинок підкорюється тим же законам, що і дифузія нейтральних частинок. Перший закон, що характеризує швидкість спрямованого дифузійного руху \mathbf{V}_g має вигляд:

$$\mathbf{V}_g = -D \frac{1}{n} \text{grad} n, \quad (1.13)$$

або

$$n\mathbf{V}_g = -D \frac{1}{n} \text{grad} n,$$

Ліва частина являє собою щільність потоку дифузійних частинок, тобто їх кількість, що проходить через одиницю поперечного перерізу за одиницю часу. Тобто, щільність потоку пропорційна градієнту концентрації. Коефіцієнт пропорційності називається коефіцієнтом дифузії і дорівнює, згідно кінетичної теорії газів, $\text{м}^2/\text{с}$:

$$D = \frac{1}{3} \lambda \overline{C_e}, \quad (1.14)$$

Знак “–” свідчить про те, що дифузійний потік, спрямований у бік зменшення концентрації, протилежний градієнту, який спрямований у бік зростання концентрації. Зв'язок коефіцієнта дифузії з рухливістю

$$D = \mu \frac{k}{e} T, \quad (1.15)$$

Це співвідношення застосоване як для електронів, так і для іонів у випадку, якщо відсутнє зовнішнє поле і заряди тільки одного знака (однополярна дифузія):

$$D_e = -\mu_e \frac{k}{e} T_e; \quad (1.16)$$

$$D_i = \mu_i \frac{k}{e} T_i;$$

Найчастіше ми зустрічаємося з дифузійним рухом зарядів обох знаків – двополярною дифузією (амбіполярною). Такий рух схематично показано на рис. 1.9.

Суцільна крива характеризує початковий розподіл іонів, а пунктирна – початковий розподіл електронів. Через нерівномірний розподіл концентрацій зарядів в об'ємі починається дифузійне рух зарядів, від великих концентрацій до менших. Електрони, як частки більш рухливі, прагнуть піти першими, але при цьому між ними та і іонами з'являється електричне поле, що сповільнює рух електронів і прискорює рух іонів. У результаті заряди обох знаків рухаються разом (рис. 1.9) та встановлюється загальна результуюча швидкість, яка залежить від градієнта концентрацій та від рухливості електронів і іонів.

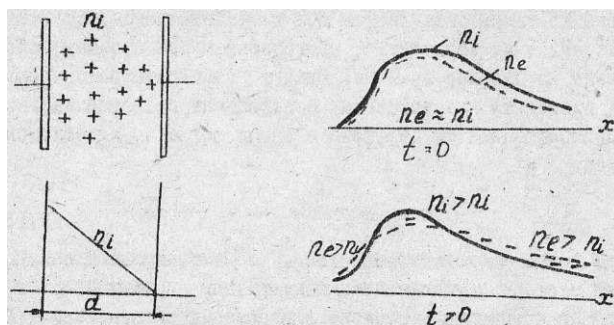


Рис. 1.9. Дифузійний рух зарядів.

Результуючу швидкість і коефіцієнт амбіполярної дифузії знайдемо з рішення рівнянь, що визначають рух електронів та іонів:

$$V_{eg} = -D_e \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dx} - \mu_e E; \quad (1.17)$$

$$V_{ig} = -D_i \frac{1}{n_i} \frac{dn_i}{dx} - \mu_i E. \quad (1.18)$$

Перші складові в рівняннях – складові швидкості під дією однополярної дифузії. Другі доданки визначають складові швидкості напрямленого руху під дією

поля E . Для електронів ця складова швидкості має від'ємний знак, для іонів – додатній, оскільки вони прискорюються електричним полем. Через те що концентрації однакові $n_e \approx n_i \approx n$, то і результуюча швидкість однакова $V_{eg} = V_{ig} = V_a$, отримаємо

$$V_d = -\frac{D_e \mu_i + D_i \mu_e}{\mu_e + \mu_i} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}. \quad (1.19)$$

Множник $\frac{D_e \mu_i + D_i \mu_e}{\mu_e + \mu_i}$ називається коефіцієнтом амбіполярної дифузії. Через те,

що $\mu_e \gg \mu_i$, і враховуючи рівняння (1.16), отримаємо

$$D_d = \mu_i \left(\frac{kT_e}{e} + \frac{kT_i}{e} \right) = \frac{\mu_i k}{e} (T_e + T_i); \quad (1.20)$$

коли $T_i \ll T_e$,

$$D_d = \mu_i \frac{k}{e} T_e. \quad (1.21)$$

Порівнюючи (1.20) та (1.16), бачимо, що коефіцієнт D_d у стільки разів менше коефіцієнта D_e , у скільки μ_i менше μ_e , та D_d в стільки разів більше коефіцієнта D_i , у скільки T_e більше T_i . T_i – частки енергії, що втрачається електроном при зіткненні.

1.3. ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛАЗМИ

Плазмою називається суміш з іонів, електронів і нейтральних атомів або молекул з високою концентрацією і температурою. Плазма – найбільш поширений стан речовини в природі. Сонце та зірки можна розглядати як гігантські згустки гарячої плазми. Зовнішня поверхня земної атмосфери покрита плазмовою оболонкою – іоносферою. За межами іоносфери в навколоземному просторі знаходяться так звані радіаційні пояси, які являють собою своєрідні плазмові утворення. Плазма утворює оболонку навколо рухомих з великою швидкістю в атмосфері Землі ракет, виникає при вибуху атомних бомб, в іонних двигунах, МГД-генераторах і т. д.

У земних умовах, в лабораторії і в техніці з плазмою ми зустрічаємося при різних газових розрядах, тобто будь-який газовий розряд (блискавка, іскра, дуга та

ін.) завжди пов'язаний з виникненням плазми. Незважаючи на те, що 99,9% Всесвіту складається з матерії, що знаходиться у стані плазми, практичне значення вивчення плазми зрозуміле лише тепер.

Спочатку плазма цікавила фізиків як своєрідний провідник електричного струму, а також як джерело світла. В даний час фізичні властивості плазми розглядаються під іншим кутом зору. По-перше, плазма – природний стан речовини, нагрітої до дуже високої температури, по-друге, – це динамічна система, об'єкт докладання електромагнітних сил.

Властивості плазми надзвичайно складні. Заряджені частинки утворюють просторовий заряд, а їх рух – електричні струми, які взаємодіють один з одним і з зовнішніми електричними та магнітними полями. Поведінка плазми описується за допомогою рівнянь Максвелла для електромагнітного поля і основних рівнянь механіки, обраних відповідно до заданої моделі.

Для розгляду властивостей плазми використовуються дві моделі, що описують, граничні випадки. Фізик зобов'язаний, виходячи з відомої мікроструктури плазми, пояснити механізм різних процесів, які відбуваються в цьому середовищі. Ми знаходимося тут цілком в рамках класичної фізики, так як для звичайної плазми квантові ефекти не грають скільки-небудь помітної ролі. Проте досі програма теоретичного аналізу плазових процесів виконується лише частково і в ній залишається багато білих плям.

Розглянемо процеси в плазовому стовпі на прикладі тліючого розряду. Початок формуванню стовпа розряду дають електрони, що пройшли катодну ділянку розряду. З катодної частини виходять електрони зі швидкістю, достатньою для іонізації та збудження атомів газу. У результаті іонізації виникають іони, які компенсують своїм позитивним зарядом негативний заряд електронів. При сталому режимі в будь-якому елементі об'єму стовпа інтенсивність іонізації атомів газу така, що виходить динамічна рівновага. Вона характеризується приблизно рівними концентраціями електронів та іонів $n_e \approx n_i$.

Плазма в цілому являє квазінейтральну середу. Слід зауважити, що не будь-яка кількість протилежно заряджених частинок утворює квазінейтральну плазму.

Ми маємо справу з плазмою, якщо випадкове локальне збільшення концентрації зарядів одного знака створює електричне поле, що приводить до перерозподілу заряджених частинок у просторі і вирівнюванню концентрації зарядів протилежних знаків.

При малих концентраціях заряджених частинок їх взаємний вплив, незначний і можна вважати, що вони рухаються незалежно одна від одної. Отже, плазма може бути створена лише при появі сильних електричних полів при порушенні рівноважних зарядів.

Плазма газового розряду відноситься до слабоіонізованої. Концентрація заряджених частинок в ній не більше 10^{-21} м^{-3} , а температура її $10^4 \dots 10^5 \text{ К}$. Лише в сильноточних розрядах, що утворюються внаслідок вибухів металевих дротів, температура плазми зростає до 10^5 К при практично повній іонізації, тобто складається з електронів та іонів. Це високотемпературна (гаряча) плазма. Ми будемо розглядати тільки низькотемпературну плазму. У ній середня енергія частинок значно менше енергії іонізації атомів.

Якщо рівність заражених частинок не виконується, то в даному обсязі міжелектродного проміжку продовжує існувати надлишкова напруженість електричного поля, яка буде підтримувати високу інтенсивність іонізації.

При досягненні рівності концентрацій електронів і іонів в даному обсязі електричне поле в стовпі розряду послаблюється. Встановлюється таке поле, щоб підтримувати швидкість переміщення електронів, що забезпечують пропуск потрібного струму через стовп розряду. Іонізація в об'ємі повинна відбуватися весь час, навіть після встановлення рівності концентрацій ($n_e \approx n_i$). Це пов'язано з тим, що помітна частина іонів і електронів йде до стінок, де вони рекомбінують. Тому в стовпі завжди існує невелика поздовжня складова напруженості електричного поля E_e .

Спад іонів більш відчутний, чим електронів, тому що повільний іон просторово компенсує більшу кількість електронів. У кожний даний момент часу заряди в розглянутому елементі об'єму скомпенсовані. Але повільні іони затримуються в об'ємі значно більший час. Протягом цього часу через розглянутий

об'єм електронів проходить в стільки разів більше, у скільки швидкість електронів більше швидкості іонів.

Іонізована газова середа, що характеризується динамічною рівністю концентрацій позитивних і негативних зарядів, також носить назву плазми. Абсолютні значення концентрацій (кількість зарядів в 1 см^3) залежать від щільності газу і щільності струму, що проходить через стовп розряду.

Завдяки відносно слабким полям при сталому режимі і частих зіткненнях електронів з атомами газу електрони та іони рухаються в плазмі безладно. Спрямовані складові цього руху визначають струми в приладі; електронна складова струму йде до анода, а іонна – до катода (рис. 1.10). Наявність безладного руху призводить до зникнення зарядів і на стінках, оскільки з'являється поперечна складова дифузійного руху зарядів до стінок.

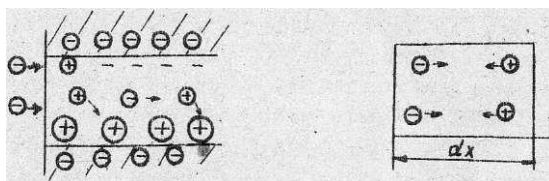


Рис. 1.10. Характеристика процесів в стовпі розряду

Процес уходу зарядів до стінок відбувається наступним чином. Першими потрапляють на стінки електрони як частки легші. Вони заряджають стінку негативно. Тому до стінки в подальшому приходить менше електронів, ніж іонів. Це продовжується до тих пір, поки щільності електронного та іонного струмів до стінки не стануть однаковими. При цьому безпосередньо біля стінки виникає іонна оболонка, заряд якої компенсує негативний заряд на стінці. Поле між оболонкою і стінкою підтримує в сталому режимі однаковий приплив до стінки електронів та іонів. Падіння напруги в іонній оболонці та її товщина її залежать від концентрації зарядів в плазмі і температури електронного газу. У сталому режимі в стовпі розряду з'являється поперечне поле з більш позитивним потенціалом на осі. Воно є прискорюючим для іонів і гальмуючим для електронів. У цьому випадку електрична нейтральність зберігається і в поперечному напрямку, але концентрація зарядів зменшується від осі до стінок.

Розглянемо основні параметри плазми при наявності електричного поля.

Параметри плазми

Розподіл концентрації зарядів по площі перетину та стовпа

Розподіл концентрації зарядів по площі перетину стовпа визначає розподіл щільності струму в розряді.

Для плазми середнього тиску (тисячі і сотні паска лей), коли вільний пробіг електронів значно менше радіуса трубки, що обмежує стовп розряду, рух зарядів до стінок пояснюється законами амбіполярної дифузії.

Розподіл концентрації електронів за площею перерізу трубки будь-якого радіуса R описується формулою

$$n_e(r) = n_{e0} J_0 \left(\frac{2,4}{R} r \right),$$

де n_e – концентрація електронів; n_{e0} – концентрація зарядів на осі; J_0 – функція Бесселя нульового порядку; r – поточний радіус.

Це рівняння дозволяє знайти розподіл концентрації зарядів за площею перерізу трубки будь-якого радіусу R , якщо відома концентрація зарядів на її осі n_{e0} а також дозволяє встановити зв'язок між концентрацією зарядів на осі n_{e0} та середньою концентрацією n_{esr} в площі перерізу стовпа $n_{e0} = 2,3 n_{esr}$.

Середня концентрація пов'язана зі струмом розряду I_d рівністю

$$I_d = I_e = \pi R^2 n_{esr} e \mu_e E_e,$$

де e – заряд електрона; μ_e – рухливість електронів; E_e – поздовжня напруженість поля.

$$\text{Тоді з попередніх рівнянь } n_{e0} = 2,3 \frac{I_d}{\pi R^2 e \mu_e E_e}.$$

Рухливість μ_e – величина постійна для даного газу і його тиску. Напруженість поля E_e пов'язана з радіусом трубки R і тиском газу через T_e .

Температура електронного газу

У загальному випадку плазму слід розглядати як суміш різних газів – електронного, іонного, фотонного, нейтральних атомів і молекул. Для характеристики енергетичного стану кожного газу вводять поняття електронної T_e , іонної T_i , фотонної T_f температур, температури газу T_g , хоча функції розподілу часток по енергіями не завжди можуть бути визначені. Якщо плазма знаходиться в стані термодинамічної рівноваги, то $T_e = T_i = T_f = T_g = T$ і $gradT = 0$, тобто $T(x, y, z) = const$. При цьому плазму називають ізотермічною. У реальних умовах під дією навколишнього середовища температури окремих компонент плазми в кожній точці простору різні. Тому в газовому розряді зустрічаємося з неізотермічною плазмою. Зазвичай енергія зовнішнього джерела надається одній компоненті газу, частіше електронам, вони встигають передати її в процесі зіткнень іонів та атомам газу.

Параметра плазми, у тому числі і температура частинок залежать від тиску. Ми розглядаємо плазму низького тиску ($\sim 10^3$ Па). Температура електронного газу при даному значенні тиску і радіусу трубки $P_0 R$ приймає таке значення, при якому енергія електронів виявляється достатньою для того, щоб іонізація газу поповнювала спад іонів за рахунок їх відходу з об'єму до стінок.

Інтенсивність іонізації залежить від кількості електронів на одиницю довжини стовпа, їх розподілу за швидкостями (енергіями) та ймовірності іонізації в різних діапазонах їх енергій.

Залежність T_e від параметрів газу має вигляд

$$\left(\frac{eV_i}{kT_e}\right)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(\frac{eV_i}{kT_e}\right) = 1,16 \cdot 10^5 S^2 (P_0 R)^2,$$

де $S = \sqrt{\frac{k_i \sqrt{V_i}}{\lambda_{e0} \mu_{e0}}}$, залежить від роду газу; λ_{e0} – довжина вільного пробігу при приведеному тиску P_0 , $\lambda_{e0} = \lambda_e P_0$; μ_{i0} – рухливість іонів при P_0 .

Наведене рівняння дає можливість знайти температуру електронного газу T_e у функції узагальненої величини, що представляє добуток $P_0 R$ при будь-якому газі. Узагальнений графік цієї функції зображений на рис. 1.11.

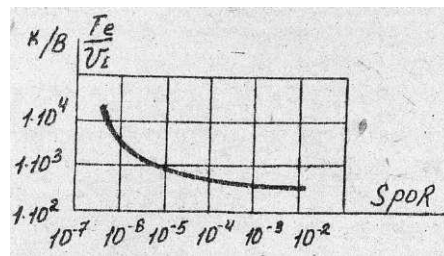


Рис. 1.11. Криві розподілу відносної температури за радіусом труби.

На осі абсцис нанесені значення добутку SP_0R . Їм відповідають певні відношення T_e/V_i , за якими може бути знайдено T_e для будь-якого газу. Збільшення $P_0 R$ призводить до зменшення втрат заряджених частинок, а отже, до зниження E_i . Тому зі збільшенням радіуса трубки і тиску зменшуються енергія і температура T_e електронів.

Поздовжня напруженість поля

Поздовжня напруженість поля підтримує необхідну іонізацію газу, що компенсує спад зарядів.

У загальному вигляді

$$E_e = \frac{\sqrt{\kappa_e} P_0}{4870 \lambda_{e0}} T_e,$$

де κ_e — частина енергії, що втрачається електронами при зіткненнях. Знаючи E_e , можна знайти падіння напруги в стовпі розряду.

Якщо поле однорідне, то $U_e = E_e l$. Якщо стовп неоднорідний, то він розбивається на однорідні ділянки і загальне падіння напруги в ньому представляє суму падінь напруг на окремих ділянках.

Густина струму в розряді

При розгляді безладно спрямованого руху зарядів в плазмі були виділені дві складові. Відповідно до цього введені дві складові густини струму: безладна j_e і спрямована j_{en} . Перша визначається сумою зарядів, що проходять в одному напрямку за 1 с через одиничну площадку, коли її нормаль перпендикулярна до напрямку поля; друга – різницею зарядів, що проходять у зустрічних напрямках за 1 с через одиничну площадку, коли нормаль її збігається з напрямком поля.

Густина безладного струму може бути визначена за температурою T_e . Густина спрямованого струму j_{en} пов'язана з j_e коефіцієнтом хаотичності B : $j_{en} = j_e / B$.

Коефіцієнт B в даному газі залежить в основному від тиску.

Розрахункова залежність щільності безладного електронного струму, А/м²:

$$j_e = \frac{n_e e}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} 2,48 \cdot 10^{-16} n_e \sqrt{T_e}.$$

Аналогічно для густини безладного іонного струму отримано вираз

$$j_i = \frac{1}{2} n_{isr} e \sqrt{\frac{8kT_i}{\pi M_i}},$$

де n_{isr} – середня концентрація іонів.

Виразивши e в кулонах, отримаємо

$$j_i = 4,96 \cdot 10^{-16} n_i \sqrt{\frac{m_e T_i}{M_i}},$$

Співвідношення густин безладних електронного та іонного струмів в плазмі знаходимо, розділивши j_i на j_e . Тоді $\frac{j_i}{j_e} = 2 \sqrt{\frac{T_i}{T_e} \cdot \frac{m_e}{M_i}}$.

Дифундуючи, частинки переносять заряд і створюють дифузний струм $\mathbf{j}_g = en\mathbf{V}_g$.

Іонні оболонки у стінок і електродів

Електрони, що входять в оболонку біля стінки, відчують гальмівну дію поля оболонки. Розподіл концентрації електронів в оболонці підпорядковується функції

Больцмана, що характеризує закон убуття концентрації частинок. Концентрація електронів поблизу стінки згідно цієї функції

$$n_{es} = n_{e0} e^{-\frac{eU_{s0}}{kT_e}},$$

де n_{e0} – концентрація електронів на зовнішній границі оболонки; U_{s0} – падіння напруги в іонній оболонці.

Тоді густина електронного струму біля стінки

$$j_{es} = j_{e0} e^{-\frac{eU_{s0}}{kT_e}},$$

де j_e – щільність струму на зовнішній границі оболонки.

Кількості іонів і електронів, що досягають стінки в одиницю часу є однаковими: $j_{es} = j_{is} = j_i$. Тоді падіння напруги в оболонці $U_s = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_e}{j_i}$.

Отже, падіння напруги в іонній оболонці біля стінки залежить в основному від температури T_e . Товщину оболонки δ_s можна визначити із співвідношення

$$\delta_s = 2,33^{1/2} \cdot 10^{-3} \frac{U_s^{3/4}}{j_i^{1/2}} \left(\frac{m_e}{M_i} \right)^{1/4},$$

Розраховані значення U_s для приладів з ртутним наповненням складуть 5...10 В. При середніх значеннях концентрації зарядів в плазмі n_e та n_i 10^{17} ... 10^{18} зар/м³ та температурі електронного газу $T_e \sim 10^3$... $2 \cdot 10^3$ К, товщина оболонки в ртутних парах становить десятки частки міліметра. При спаданні концентрації до 10^{14} ... 10^5 зар/м³ товщина оболонки зростає до декількох сантиметрів.

Плазмові коливання

У результаті яких-небудь збурень в плазмі можливий локальний поділ позитивних і негативних зарядів, що викликає утворення областей просторового заряду. При цьому виникає електричне поле, що прагне повернути заряди в колишнє положення і усунути їх поділ. Заряди, прискорені полем, проскакують положення рівноваги і викликають коливання, які називаються плазмовими.

Плазмові коливання характеризуються частотою W_p , яка залежить від виду заряджених частинок, щільності об'ємного заряду та виникаючого електричного поля, тобто від концентрації. Найбільш проста модель для аналізу плазмових коливань показана на рис. 1.12.

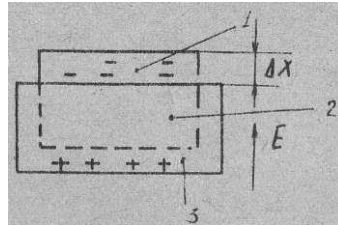


Рис. 1.12. Модель подвійного електричного поля, що описує плазмові коливання: 1 – область негативного заряду; 2 – нейтральна середу; 3 – область позитивного заряду.

На рис. 1.12 зображений шар нейтральної плазми в цілому. Зсув шару електронів на відстань Δx відносно положення рівноваги викликає появу подвійного електричного поля. Напруженість поля в ньому пропорційна концентрації електронів і зміщенню: $E = e^2 n \Delta x / \varepsilon_0$. Рух електронів в цьому полі описується рівнянням $\frac{md^2(\Delta x)}{dt^2} = -eE = -\frac{e^2 n \Delta x}{\varepsilon_0}$.

З цієї формули випливає, що зміщення Δx електричного поля відносно іонного "остову" описується гармонійними функціями типу $\cos W_p$ з частотою

$$W_p = \sqrt{\frac{e^2 n}{\varepsilon_0 m}}.$$

Цей вираз показує, що плазмова частота однозначно визначається концентрацією заряджених частинок та їх масою. Тому дуже часто плазму зручно характеризувати замість концентрації частотою W_p або енергією кванта плазмових коливань $\hbar W_p$, який називається плазмоном. Енергія плазмона є мірою електростатичної взаємодії між позитивними і негативними зарядами.

У плазмі можна спостерігати коливальні процеси, плазмові хвилі. Вони також обумовлені взаємодією між позитивними та негативними зарядами (нерівноважна плазма).

Діелектрична проникність і комплексна провідність

Рух електронів в плазмі, крім зовнішнього поля, визначається актами зіткнень з частинками газу. Будемо вважати швидкості електронів однаковими. Тоді рівняння руху електрона у змінному електричному полі $E = E_m e^{-iWt}$ можна записати у вигляді

$$m_e \frac{dV}{dt} + m_e V_m V = -e E_m e^{-iWt}.$$

де V_m – середня (ефективна) частота зіткнень електронів з частинками газу; V_m та V – зміна швидкості за рахунок опору руху електрона з боку газового середовища.

Зазвичай пружні зіткнення відбуваються частіше, ніж непружні, тому за V_m приймемо частоту пружних зіткнень з передачею імпульсу електронів важким частинкам газу. Вважаємо, що довжина вільного пробігу електронів набагато менше протяжності об'єму, що займає плазмою. Розв'язок цього рівняння з урахуванням періодичного руху має вигляд

$$\mathbf{V} = -\mu_e e \mathbf{E}_m e^{-iWt},$$

де $\mu_e = \frac{e}{m_e(V_m - iW)}$ – рухливість електрона.

Рухливість електрона – комплексна величина. Це означає, що провідність плазми в змінному електричному полі має активну і реактивну складові.

Виразимо μ_e співвідношеннями $\mu_e = \mu_e' + i\mu_e''$, де

$$\mu_e' = \frac{eV_m}{m_e(V_m^2 + W^2)}; \quad \mu_e'' = \frac{eW}{m_e(V_m^2 + W^2)}$$

Тоді активна і реактивна складові провідності визначаються за законом Ома:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} = \gamma' \mathbf{E} + \sigma'' \mathbf{E} = \mathbf{j}_d + i\mathbf{j}_r = -en_e \mathbf{V} = en_e \mu_e' \mathbf{E} + in_e \mu_e'' \mathbf{E}.$$

Тут j_d , μ_e' , γ' – активні складові відповідно щільності струму, рухливості, провідності плазми; j_r , μ_e'' , γ'' – їх реактивні складові.

Звідси випливає, що

$$\sigma' = en_e \mu_e' = \frac{e^2 n_e V_m}{m_e(V_m^2 + W^2)}; \quad \sigma'' = en_e \mu_e'' = \frac{e^2 n_e W}{m_e(V_m^2 + W^2)}. \quad (1.22)$$

Таким чином, струм через плазму в змінному полі має активну і реактивну складові. Тангенс кута зсуву між ними $\tan \varphi = \sigma''/\sigma' = W/V_m$. При $W \gg V_m$, тобто при

високих частотах поля і низьких тисках (плазма без зіткнень) $\sigma' \ll \sigma''$ і струм через плазму містить тільки реактивну складову. Збільшення частоти зіткнень, призводить до появи активної складової струму та джоулевих втрат.

При $W \ll V_m$, тобто при низьких частотах поля та високих тисках, через плазму протікає чисто активний струм. Якщо до плазми прикласти магнітне поле, то плазма стає анізотропною та вектори \mathbf{j} та \mathbf{E} виявляються пов'язаними комплексним тензором провідності.

Розряд можна характеризувати замість комплексної провідності комплексною відносною діелектричною проникністю плазми

$$\varepsilon_r = \varepsilon_r' + i\varepsilon_r'',$$

де

$$\varepsilon_r' = 1 - \frac{W_p^2}{V_m^2 + W^2}; \quad \varepsilon_r'' = \frac{W_p^2 V_m}{W(V_m^2 + W^2)},$$

W_p – плазмова частота.

Часто використовують замість V_m середній час τ_m передачі імпульсу від електрона іншим часткам газу, τ_m – середній інтервал часу між двома зіткненнями

$$\tau_m = \frac{1}{V_m}.$$

Електропровідність плазми

Електропровідність плазми обумовлена рухом електронів та іонів. Але через те, що рухливість іонів набагато менше рухливості електронів, можна обмежитися тільки електронною електропровідністю. Вплив важких частинок плазми, у тому числі нейтральних, на електропровідність проявляється через частоту зіткнень електронів V_m . При $W \ll V_m$, тобто при низьких частотах електричного поля або високих тисках, можна вважати, що в проміжку між двома зіткненнями поле практично не змінюється. При цьому через плазму протікає чисто активний струм з щільністю $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, де σ дорівнює провідності в постійному полі.

Вважаючи, що $W = 0$, отримаємо з (1.22)

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e V_m} = \frac{e^2 n_e \tau_m}{m_e}.$$

Рухливість електронів в постійному полі $\mu_e = \frac{e}{m_e V_m}$, дрейфова швидкість

$$\mathbf{V}_{dr} = \frac{e}{m_e V_m} \mathbf{E}$$

Теплопровідність плазми

При розгляді процесів переносу в плазмі було встановлено, що коефіцієнти дифузії визначаються відповідними температурами. З появою градієнта температури частинок сорту K в плазмі виникають потоки теплоти $q_k = -K_k \text{grad} T_k$.

Вважаємо, що на довжині вільного пробігу частинки немає помітної перепаду теплоти. Коефіцієнти теплопровідності

$$K_k \approx \rho_k C_v D_k.$$

де ρ_k – щільність; C_v – питома теплоємність; D_k – коефіцієнт дифузії.

Теплопровідність плазми визначається в основному рухом електронів, через те, що у них вище теплові швидкості. З підвищенням температури коефіцієнт теплопровідності різко зростає, і в повністю іонізованій плазмі він пропорційний $T^{5/2}$ за рахунок збільшення довжини вільного пробігу частинок. При поміщенні плазми в зовнішнє магнітне поле характер руху заряджених частинок змінюється. Це справляє помітний вплив на процеси переносу. У магнітному полі B_0 частинки рухаються гвинтоподібно в напрямку основних ліній магнітного поля. Проекція траєкторії їхнього руху на площину, перпендикулярну до B_0 , являє собою коло радіусом $R_2 = \frac{m V_{\perp}}{e B_0}$, де e , m відповідно заряд та маса частинки; V_{\perp} – складова швидкості, перпендикулярна до напрямку поля. По цьому колу частинка обертається із частотою $\omega_e = e B_0 / m$.

Магнітне поле перешкоджає руху частинок поперек силових ліній. Лише при зіткненні частинка може зміститися на відстань порядку R_2 . Якщо радіус $R \ll \lambda$ (при низькій щільності плазми і в сильних магнітних полях), плазму вважають

замагниченою. У цьому випадку частинки помітно зміщуються поперек поля, лише пройшовши велику відстань уздовж основних ліній. При $R_2 \gg \lambda$ вплив поля на частинки незначний. Як правило, електрони сильніше іонів замагничені у плазмі.

Таким чином, магнітне поле загальмовує явища переносу в поперечному напрямку, і поперечне зміщення частинок обумовлюється головним чином їх зіткненнями.

У досить сильних магнітних полях провідність, коефіцієнти дифузії і теплопровідності являють собою тензорні величини, причому їх компоненти в напрямку, перпендикулярному до поля, убують пропорційно $1/B_0^2$.

Випромінювання плазми

Плазма з великою концентрацією заряджених частинок, нагріта до високої температури, може слугувати дуже потужним генератором променевої енергії. Причиною виникнення цього випромінювання є головним чином різні види зіткнень між частинками плазми. Розглянемо механізми випромінювання.

Випромінювання збуджених атомів, іонів або молекул (спонтанне випромінювання) трапляється при переході збуджених частинок в нормальний стан з випусканням квантів певної енергії і частоти, що відповідає переходу електрона між двома енергетичними рівнями. Тому спектр випромінювання складається з окремих ліній, а при випусценні квантів молекулами – із серії ліній (смуг).

Інтенсивність випромінювання залежить від хімічного складу газу та температури T_e і збільшується при появі в плазмі атомів важких елементів. З ростом T_e електрони в атомах можуть збуджуватися на все більш високі енергетичні рівні, тому спектр випромінювання зміщується в ультрафіолетову область.

Випромінювання рекомбінації. Явище рекомбінації електрона з іоном полягає в тому, що вільний електрон, пролітаючи в поле іона, захоплюється останнім і переходить у зв'язаний стан. Спектр випромінювання суцільний.

Можливий ступінчастий перехід, при якому атом переходить на збуджений рівень, а потім перескакує на нормальний рівень. У цьому випадку випромінюватиметься два або більше фотонів. Інтенсивність випромінювання прямо

пропорційна добутку концентрацій електронів та іонів і обернено пропорційна кореню з електронної температури. Для водневої плазми

$$Q_{rek} = 6 \cdot 10^{-22} \frac{n_e^2}{\sqrt{T_e}}.$$

Гальмівне випромінювання електронів. Це випромінювання викликане різкою зміною швидкості електрона в електричному полі іона або атома.

Тому електрон при зіткненні з атомом втрачає частину своєї кінетичної енергії, яка випромінюється у вигляді фотона. Енергія фотона може становити будь-яку частину первісної кінетичної енергії електрона. Граничне значення $h\nu = W_e$. Поява такого фотона означає, що вся кінетична енергія швидкого електрона перейшла в електромагнітне випромінювання. Оскільки $h\nu$ може приймати будь-які значення (від 0 до W_e), то спектр гальмівного випромінювання суцільний і відповідає видимій та інфрачервоній області спектру.

Випромінювання високотемпературної плазми термоядерних реакторів

Інтенсивність випромінювання при високому ступені іонізації газу пропорційна добутку концентрацій електронів та іонів, а також кореню квадратному з електронної температури.

Якщо плазма знаходиться в магнітному полі, то виникає нове джерело випромінювання. Електрони в плазмі при наявності магнітного поля рухаються в площині, перпендикулярній до поля, по замкнутих траєкторіях. Це згідно із законами електромагнітної індукції викликає випромінювання, пропорційне енергії електрона і квадрату напруженості поля. Спектр випромінювання лінійчатий та містить частоти, кратні ларморовській частоті W_α . Бетатронне випромінювання в основному поглинається плазмою і лише невелика частина виводиться назовні. Це випромінювання має велике значення у прискорювальній техніці. Воно слугує перешкодою на шляху створення високотемпературної плазми.

По спектральному складу випромінювання плазми підрозділяють на резонансне та нерезонансне. Перше обумовлено переходами електронів з нижчих збуджених рівнів на основний, незбуджений. Його частоти збігаються з частотами

випромінювання, що поглинається атомом в основному стані. Інші лінії спектра відносять до нерезонансного випромінювання. При великій густині струму і високому тиску велика частина потужності розряду витрачається на нерезонансне випромінювання, що використовується при створенні потужних ртутних ламп надвисокого тиску.

Гасіння розряду. Деіонізація.

При знятті напруги зникає поле між електродами, процеси іонізації і збудження припиняються. Заряди в об'ємі ще існують деякий час, хоча їх концентрація зменшується. Зменшення концентрації пов'язано з відходом електронів та іонів до стінок та електродів, де вони рекомбінують в нейтральні атоми. Процес зникнення зарядів носить назву деіонізації. Час, потрібний для зникнення зарядів, точніше для зменшення їх концентрації до значення $10^{-3} \dots 10^{-4}$ від початкового, називається часом деіонізації. Розрахунок деіонізації при середніх тисках (сотих долях мм рт. ст.) проводять за законами амбіполярної дифузії. Якщо при відключенні приладу від зовнішнього ланцюга на електродах немає потенціалу, то біля електродів і стінок протікають однакові процеси. У цьому випадку з плазми до електродів і стінок направляються електрони та іони, які рекомбінують на їх поверхнях. У стінок і електродів іонні оболонки. Тому між ними і плазмою виникає падіння напруги. У самій плазмі потенціал скрізь однаковий. Але цей потенціал залежить від T_e електронного газу і концентрації зарядів. Тому він знижується разом з їх зменшенням в плазмі, що розпадається. На рис. 1.13 та 1.14 показана зміна потенціалу та розподіл концентрації зарядів вздовж розрядного проміжку для декількох моментів часу в ході деіонізації.

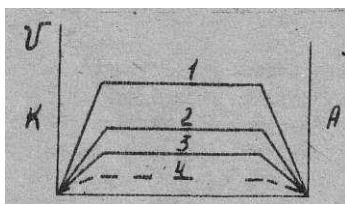


Рис. 1.13. Розподіл потенціалу в процесі деіонізації.

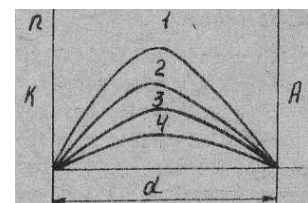


Рис. 1.14. Розподіл концентрації в процесі деіонізації при відсутності зовнішньої напруги.

Криві 1 відносяться до начального моменту після гасіння розряду; 2 та 3 – до проміжних моментів деіонізації; 4 – до майже повного гасіння розряду. Горизонтальні ділянки відповідають залишковій плазмі з рівною кількістю електронів та іонів. Ділянки падіння напруги відповідають іонним оболонкам у стінок та електродів. Негативне поле в оболонках регулює прихід електронів та іонів з плазми, що розпадається до стінок і електродів. У ході деіонізації енергія електронів падає. Тому падіння напруги в оболонках зменшується згідно рівняння

$$U_{so} = \frac{kT}{e} \ln \frac{j_e}{j_i}. \quad (1.23)$$

Товщина оболонок, см, через зменшення концентрації n_e зростає:

$$\delta_s = 600 \sqrt{\frac{T_e}{n_e}}. \quad (1.24)$$

Закон убування зарядів в об'ємі при плоских електродах можна записати у вигляді

$$\frac{dn}{dt} = D_d \frac{d^2 n}{dx^2}, \quad (1.25)$$

де $\frac{dn}{dt}$ – зміна концентрації зарядів в часі в одиниці об'єму; D_d – коефіцієнт амбіполярної дифузії, визначає результуючу швидкість руху зарядів при градієнті концентрації, рівному 1; $\frac{dn}{dx}$ – зміна концентрації вздовж осі. Рішення рівняння має вигляд

$$n = n_{0\max} e^{-\frac{t}{\tau}} \sin^{\frac{\pi}{d}}, \quad (1.26)$$

де τ – постійна часу деіонізації.

Цю функцію представляє сімейство синусоїд з максимумом посередині між електродами (рис. 1.14). Постійна часу деіонізації

$$\tau = \frac{1}{D_d} \frac{d^2}{\pi^2}, \quad (1.27)$$

Таким чином, при деіонізації на плоских електродах постійна τ пропорційна квадрату відстані між електродами і обернено пропорційна D_d . При інших конфігураціях електродів і стінок D_d матиме інший вигляд.

Отже, швидкість деіонізації виражається через D_d :

$$D_d = \frac{1}{3} C_i \lambda_i \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right), \quad (1.28)$$

Підставивши цю залежність для D_d в (1.27), отримаємо:

$$\tau = \frac{3}{\pi^2 C_i} \frac{1}{1 + \frac{T_e}{T_i}} \frac{d^2}{\lambda_i}. \quad (1.29)$$

Звідси видно вплив на τ геометричних факторів та стану середовища (через C_i , T_e , T_i , λ_i). Так як T_e та T_i в ході деіонізації зменшуються, то τ зростає.

1.4. ФОРМУВАННЯ ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ. ЕЛЕКТРИЧНИЙ ПРОБІЙ ТА СТРУМ У ГАЗІ

Умови запалювання розряду залежать від роду газу і типу катода, застосовуваного в приладі. Візьмемо, прилад з плоскими електродами з відстанню між ними d при тиску газу P .

До прикладення напруги до електродів приладу в розрядному проміжку під дією космічних або радіоактивних випромінювань має місце деяка слабка іонізація, в результаті якої в 1 см^3 виникає кілька іонів та вільних електронів.

Потім електрони та іони знову з'єднуються (рекомбінують) в нейтральні атоми в об'ємі газу або на стінках приладу (поверхнева рекомбінація). На стінки заряди потрапляють в результаті дифузії, спочатку приходять електрони, а потім іони. Замість зниклих зарядів з'являються нові. При активованому катоді він емітує значну кількість електронів з поверхні під дією фотонів видимого і невидимого світла, що потрапляє на нього (фотоemisія). Фотоелектрони створюють біля катода електронну хмару. При відсутності напруги на електродах з катода в хмару потрапляє стільки ж електронів, скільки їх іде з хмари до катода під дією відразливих сил негативного хмари.

У випадку прикладення поля до електродів картина змінюється. Електрони з хмари, а також електрони, що виникли під час іонізації, переміщуються до анода. Іони, що виникли в процесі іонізації атомів газу, переміщуються до катода. Поки

напруга на приладі є малою, за рахунок переміщення зарядів початкові струми також малі (початкова ділянка вольт-амперної характеристики).

З ростом напруги починають посилюватися процеси збудження і іонізації зіткненнями. У результаті зіткнень виникають вторинні електрони. Вони посилюють потік первинних електронів і струм до анода зростає лавиноподібно (рис. 1.15). Одночасно зростає і іонний струм, тобто струм до катода. Загальний струм в приладі складається з іонної і електронної складових, оскільки заряди різних знаків рухаються зустрічно. Частка іонного струму мала, через те, що іони рухаються повільніше через великі маси. Але роль іонів у розвитку розряду велика. По-перше, іони забезпечують вихід електронів з катода під дією бомбардування. По-друге, вони компенсують об'ємний заряд електронів а тим самим полегшують їх рух через розрядний проміжок. Внаслідок збільшення емісії з катода під дією іонного бомбардування кожна наступна лавина електронів буде більше попередньої. Режим встановиться після проходження через проміжок n -лавін.

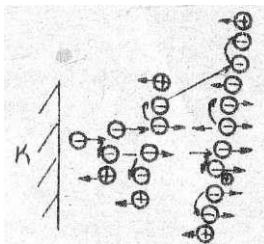


Рис. 1.15. Електронна лавина у розряді.

Значення усталеного струму буде залежати від напруги живлення E_d і обмежуючого опору. Виходячи з вольт-амперної характеристики напруга горіння темного розряду є напругою запалювання тліючого розряду. Тому, щоб визначити напругу тліючого розряду U_z , потрібно визначити умови переходу до самостійного тліючого розряду. Ці умови залежать від інтенсивності іонізації газу електронами і від емісійних властивостей катода при його бомбардуванні іонами.

Інтенсивність іонізації залежить від швидкості електронів та, внаслідок цього, і від напруженості електричного поля E , точніше від узагальненої величини E/P_0 , P_0 – тиск, приведений до 0 °С.

Кількість актів іонізації, що виробляється в середньому одним електроном на 1 см довжини розрядного проміжку, позначимо коефіцієнтом об'ємної іонізації α . Вихід електронів з катода оцінює коефіцієнт вторинної електронної емісії γ . Він визначає кількість електронів, що припадають на один іон (γ зазвичай менше 1), тобто кількість іонів, яка є необхідною, щоб викликати вихід з катода одного електрона більше 1. Встановимо кількісну закономірність між струмом і напругою в процесі виникнення розряду. Візьмемо ідеальний випадок, коли всі електрони, що вийшли з катода, беруть участь у іонізації (рис. 1.15). Насправді це не так, бо багато зарядів йде із об'єму до стінок, де вони рекомбінують.

Виходячи з ідеалізованої схеми, ми можемо записати, що потік з n_e електронів при даному значенні α збільшується на елементі шляху dx (рис. 1.16):

$$dn_e = n_e \alpha dx. \quad (1.30)$$

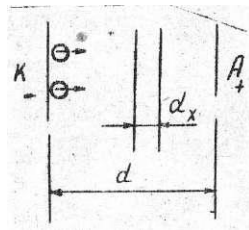


Рис. 1.16. Рух електронів.

Потік електронів проходить весь шлях від катода до анода — d і збільшиться до

$$n_{ed} = n_{e0} e^{\int_0^d \alpha dx}, \quad (1.31)$$

де n_{e0} — кількість електронів, що йдуть з ділянки поблизу катода.

Вважаємо, що поле в приладі є однорідним, тобто напруженість однакова по всій довжині проміжку. Тоді $\alpha = \text{const}$. Вираз (1.31) спростимо:

$$n_{ed} = n_{e0} e^{\alpha d}. \quad (1.32)$$

Проходячи розрядний проміжок, перша лавина електронів створює в міжелектродному проміжку іони. Ці іони беруть участь в першій поворотній лавині іонів. Кількість таких іонів на n_{e0} менше кількості електронів, тобто

$$n_i = n_{e0} (e^{\alpha d} - 1). \quad (1.33)$$

Нехай перша лавина іонів цілком доходить до катода і бере участь в γ – процесі. Тоді збільшення емісії з катода за рахунок цієї лавини визначимо з рівності

$$\Delta n_e = n_{e0} \gamma (e^{\alpha d} - 1) = n_{e0} M . \quad (1.34)$$

Множник $M = \gamma (e^{\alpha d} - 1)$ показує, якою мірою електронний потік, який залишає катод, посилюється від лавини до лавини. Тому його називають коефіцієнтом іонізаційного наростання. Кількість електронів, що виходять з катода при другій лавині

$$n_{e2k} = n_{e0} + n_{e0} \gamma (e^{\alpha d} - 1) = n_{e0} (1 + M) . \quad (1.35)$$

Кількість електронів, що доходять до анода в другій лавині,

$$n_{e2d} = n_{e0} e^{\alpha d (1+M)} . \quad (1.36)$$

Кількість електронів, що виходять з катода при n -й лавині, у відповідності з переходом від (1.32) до (1.36) визначається із рівності

$$n_{e2k} = n_{e0} (1 + M + M^2 + \dots M^{n-1}) . \quad (1.37)$$

Кількість електронів, що доходять до анода при n -й лавині,

$$n_{e2d} = n_{e0} e^{\alpha d} (1 + M + M^2 + \dots M^{n-1}) . \quad (1.38)$$

При записи (1.37) та (1.38) через суму ряду отримуємо

$$n_{enk} = n_{e0} \frac{M^n - 1}{M - 1} . \quad (1.39)$$

$$n_{end} = n_{e0} e^{\alpha d} \frac{(M^n - 1)}{M - 1} . \quad (1.40)$$

При малих значеннях α (малій напрузі на електродах приладу) і малих значеннях γ коефіцієнт M зазвичай < 1 та $M^n = 0$. Тоді

$$n_{end} = n_{e0} \frac{e^{\alpha d}}{1 - M} = n_{e0} \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} . \quad (1.41)$$

Анодний струм

$$I_d = I_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)} . \quad (1.42)$$

де I_0 – початкове значення електронного струму, що виникає під дією зовнішнього іонізатора.

З цього рівняння видно, що струм в приладі стане незалежним від I_0 (тобто від зовнішнього іонізатора) тоді, коли із зростанням напруги на електродах значення α

зростає настільки, що M стає рівним 1. Така напруга є напругою запалювання тліючого розряду U_z .

Щоб вивести вираз для U_z , зробимо наступні перетворення. В рівняння $M = \gamma(e^{\alpha d} - 1)$ замість α підставимо її залежність від напруженості поля

$$\frac{\alpha}{P} = A e^{-\frac{BP_0}{E}},$$

де $A = Q_{ei0} = \frac{1}{\lambda_e}$; $B = Q_{ei0} U_i$; A, B – постійні; Q_{ei0} – ефективний переріз електрона; U_i – потенціал іонізації.

Ефективний переріз – величина обернена середньому вільному пробігу електрона λ_e , що визначає середній шлях електрона між черговими зіткненнями. Замінімо напруженість поля на $E \frac{U_z}{P}$, через те, що до запалювання поле в приладі є однорідним. Це дає

$$U_z = B \frac{P_0 d}{\ln \frac{AP_0 d}{\ln \left(1 + \frac{1}{\gamma}\right)}}, \quad (1.43)$$

Крива, що побудована за цією залежністю зображена на рис. 1.17.

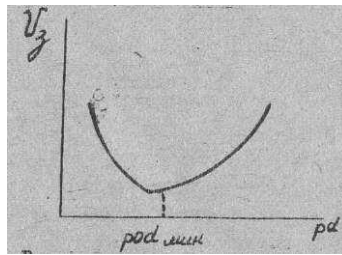


Рис. 1.17. Крива пробійних напруг.

Величини P_0 та d рівноправні у формулі. Тому до потенціалу запалювання може бути застосований принцип подібності. Ця крива носить назву кривої Пашена.

Типовим для кривих пробивних напруг є наявність мінімуму, який ділить криву на дві гілки: ліву, що визначає виникнення розряду при малих P (високому вакуумі), і праву, що характеризує виникнення розряду при великих тисках і відстанях між електродами.

Прилади тліючого розряду працюють на правій гілці кривої, прилади дугового розряду – на лівій. Але у високовольтних приладах d не можна вибирати малим, через те, що можливе виникнення електростатичної емісії через велику напруженість поля між електродами. Тому мале значення pd досягається зменшенням тиску газу або пари в приладі. Звідси інший діапазон тисків для дугового розряду порівняно з тліючим.

Пробій газу при дуже високому тиску або при дуже великій відстані між електродами, а також у випадку високого вакууму відбувається іншим шляхом. При імпульсній анодній напрузі, більшій U_z розряд виникає не відразу. Розвиток розряду починається через час τ_z (статистичний час запізнювання) між моментом подачі напруги і моментом появи вільного електрона, здатного розпочати процес іонізації в газі. Час τ_z пов'язаний з наявністю іонізуючих факторів, наприклад, остаточною іонізацією газу, а також зі станом поверхні електродів і значенням прикладеної напруги. Встановлення розряду характеризується часом формування τ_f від початку першої лавини до встановлення стаціонарного розряду. Час τ_f залежить від E і P та зменшується від $10^{-4} \dots 10^{-5}$ с до $10^{-7} \dots 10^{-8}$ с при підвищенні тиску газу від 10^{12} до 10^{15} Па.

1.5. ДІАГНОСТИКА ПЛАЗМИ

Плазма як стан речовини являє собою складне утворення, тому зміна її характеристик в явному і однорідному вигляді – складне завдання. До, параметрів плазми, що вимірюються відносяться її форма, місце розташування, щільність, температура, теплопровідність, тензор діелектричної проникності, інтенсивність випромінювання, опір, коефіцієнти дифузії, функція розподілу і т. д. Деякі з цих параметрів пов'язані, і знаходження одного з них дозволяє визначити інший або кілька інших параметрів.

Розглянемо деякі методи діагностики. Велика бібліографія з діагностики плазми міститься в монографіях [1 – 4].

Плазмові зонди

Існує безліч зондів, що використовують для вимірювання властивостей плазми. Всі вони характеризуються тим, що вводяться всередину плазми для вимірювання її локальних параметрів в деякій області. Більшість зондів так чи інакше спотворюють плазму. Найпростіші зонди, застосовувані в плазмових дослідженнях, – електростатичний (ленгмюровський) та магнітний.

Електростатичні зонди

На рис. 1.18 показана схема експерименту, використовуваного для вимірювання параметрів плазми електростатичним зондом.

Зазвичай ленгмюровський зонд являє собою ізольований вольфрамовий дріт малого діаметра з невеликою відкритою ділянкою на кінці для відбору з плазми електронів або іонів в залежності від потенціалу зонда щодо плазми.

На рис. 1.19 показана типова вольт-амперна характеристика, отримана за допомогою ленгмюровського зонда в незамагніченій плазмі.

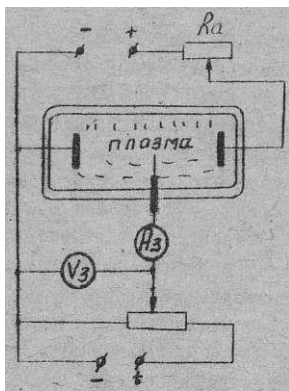


Рис. 1.18. Схема зондових вимірювань параметрів плазми

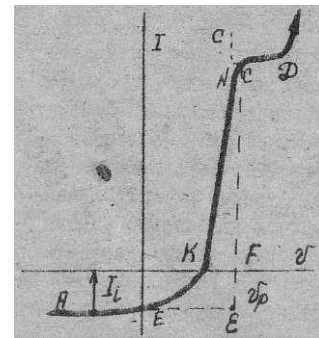


Рис. 1.19. Вольт-амперна характеристика зонда в плазмі дугового розряду низького тиску

Масштаб не дотриманий, через те, що максимальний електронний струм в точці С зазвичай в 10^3 разів більше максимального іонного струму в точці А.

Можна виділити три ділянки кривої: майже горизонтальну ділянку АВ при великих негативних потенціалах зонда, ділянку ВС крутого підйому і майже

горизонтальну ділянку CD при позитивних потенціалах зонда. Розглянемо процеси біля зонда при цих трьох режимах.

При великих негативних потенціалах зонда (ділянка AB) відносно катода (плазми) від зонда відштовхуються практично всі електрони, і навколо зонда залишається шар, збагачений іонами. Товщина іонної оболонки встановлюється така, що позитивний заряд іонів нейтралізує дію негативного зонда. Вплив зонда на плазму відбувається на відстані від зонда порядку дебаєвського радіусу. Область AB відповідає іонному струму насичення для зонда. Крива BC відповідає чисто електронному струму. Область CD відповідає насиченню, зонд збирає весь електронний струм, що втікає в приелектронний шар навколо зонда. При потенціалі вище потенціалу в точці D падіння напруги на цьому шарі більше потенціалу іонізації. Електрони, що йдуть до зонду, іонізують залишковий газ, що призводить до дугового режиму біля зонда.

Іонний струм на ділянці AB :

$$I_{zi} = j_i S_{ob},$$

де j_i – густина безладного іонного струму в плазмі; S_{ob} – Поверхня іонної оболонки навколо зонда.

У точці B повний струм дорівнює нулю. Це характерно для ізольованої стінки в плазмі. Тому потенціал в точці B – це той потенціал, який приймає ізольована стінка в точці, де знаходиться зонд. При потенціалі зонда, що відповідає потенціалу в точці C , іонний струм на зонд $I_{zi} = j_i S_z$, а електронний струм на зонд $I_{ze} = j_e S_z$

Знаходження точки C верхнього перегину анодової характеристики дозволяє визначити:

1) потенціал плазми в точці, де розташований зонд;

2) щільність безладного іонного струму в плазмі. Для цього ділянку AB екстраполюють до точки ε (пунктирна пряма на рис. 1.19) і знаходять відрізок $\varepsilon F T$, тобто значення іонного струму на зонд при потенціалі зонда, рівному потенціалу плазми. Розділивши його значення на площу зонда, знаходять j_i ;

3) щільність j_e безладного електронного струму в плазмі, електронний струм на зонд при потенціалі плазми характеризується відрізком $С\varepsilon$. Діленням цього значення струму на площу зонда знаходять j_e ;

4) стрибок потенціалу, який утворюється близько ізольованої стінки при знаходженні її в даній точці плазми. Він знаходиться як різниця потенціалів точок K та C .

Густина електронного струму на зонд при потенціалі U_z відносно плазми

$$j_{ze} = j_e e^{-\frac{eU_z}{kT_e}},$$

Логарифмуючи цей вираз, отримаємо:

$$\ln j_{ze} = \ln j_e - \frac{eU_z}{kT_e},$$

Це рівняння показує, що залежність логарифма щільності електронного струму на зонд від потенціалу зонда (при негативних щодо плазми потенціалах) має лінійний характер (рис. 1.20). Кут α нахилу цієї прямої до осі абсцис визначається співвідношенням $\operatorname{tg} \alpha = \Delta \ln j_{ze} / \Delta U_z = e / kT_e$, звідки можна знайти температуру електронного газу

$$T_e = \frac{e}{k} \frac{\Delta U_z}{\Delta \ln j_{ze}} = 11600 \frac{\Delta U_z}{\Delta \ln j_{ze}}.$$

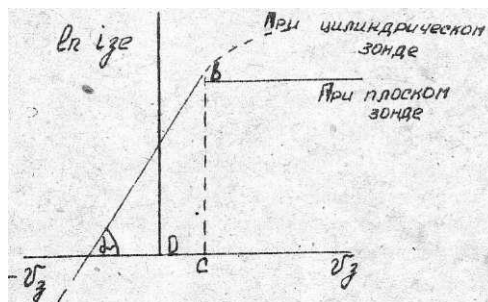


Рис. 1.12. Напівлогарифмічна зондова характеристика

Зазвичай логарифмують значення не густини електронного струму на зонд, а повний електронний струм на зонд. З виразу

$$n_e \approx n_i = 4,03 \cdot 10^{18} \frac{j_e}{\sqrt{T_e}},$$

знаючи температуру електронного газу і густину безладного електронного струму в плазмі, можна визначити концентрацію електронів і рівну їй концентрацію позитивних іонів в плазмі.

Перехід до ділянки насичення згладжений, тому екстраполюючи лінійні ділянки, отримаємо точку C , що визначає потенціал плазми в місці розташування зонда. Для більш точного визначення точки C знаходять другу похідну від зондової характеристики на ділянці NC , і за потенціал плазми беруть значення U_z , при якому друга похідна проходить через максимум.

Неточність зондового методу дослідження плазми пояснюється наступними причинами. Зонд, внесений в плазму, спотворює розподіл поля, причому тим сильніше, чим більше розміри зонда та струм, що ним відбирається. Тому відносно більші плоскі зонди застосовуються лише при вимірах параметрів плазми близько стінки розрядної трубки. Якщо визначають параметри поблизу осі, використовують циліндричні зонди малих розмірів. Потрібно враховувати, що у випадку дуже малих розмірів зонда на нього потрапляють не всі електрони, які проникли в область іонної оболонки, – частина з них проскакує повз.

Під дією електронного бомбардування зонди розігріваються, що може призвести до появи термоелектронної емісії. Можлива поява вторинної електронної емісії та фотоелектронної емісії з поверхні негативного зонда за рахунок потоків іонів, фотонів. Зондовий метод не завжди можна застосовувати при всіх тисках. Так, при великих тисках і слабких розрядних токах товщина оболонки біля зонда виявляється порівняною з середньою довжиною вільного шляху електронів. При цьому значна частина електронів буде стикатися з атомами газу і, змінивши напрямок руху, повертатися в плазму. Електронний струм на зонд буде зменшуватися. При наявності навіть слабкої емісії електронів з поверхні зонда іонізація атомів газу в межах оболонки електронами, що емітуються, навпаки, збільшує електронний і іонний струми на зонд. Верхня межа тисків залежить від факторів, що впливають на товщину оболонки.

Зондові вимірювання дуже ускладнені при наявності магнітних полів. Для уточнення вимірювань часто використовують багатоелектродні зонди, що містять основний і допоміжний електроди.

Для дослідження розподілу магнітного поля, в плазмі використовують магнітні зонди.

Магнітні зонди

Магнітні зонди використовуються для вимірювання магнітних полів всередині та поза плазмою. Зазвичай зонд складається з декількох витків дроту, зібраних в котушку діаметром 1 мм і більше в залежності від вимог експерименту. Принцип дії магнітних зондів заснований на тому, що змінне в часі магнітне поле наводить в такій котушці ЕРС. Вимірюючи наведену ЕРС, можна визначити магнітне поле.

Такі зонди використовують в експериментах по стисненню плазми. Використання їх ускладнене тією обставиною, що зонди генерують ЕРС, пропорційну dB/dt , а не B . Тому сигнал інтегрують із зонда за допомогою пасивного інтегруючого ланцюга. Напряга у B на виході електричного кола зонда

$$U = \frac{nA}{RC} B \cdot 10^{-3},$$

де n – кількість витків в котушці; A – площа витка, см^2 ; B – магнітна індукція, Гн; R – опір, Ом; C – ємність, Ф. Потрібно стежити за електростатичним екрануванням магнітних зондів, щоб не реєструвати одночасно електричні поля, пов'язані з розрядом.

Детальний опис по використанню зондів присутній в монографіях [1 – 3].

Інші методи діагностики плазми

Фотографування і атомна спектроскопія

У багатьох випадках плазма випромінює завдяки атомним переходам у видимій області спектра електромагнітні хвилі. Причому інтенсивність випромінювання висока, тому плазму можна фотографувати і тим самим визначати її положення і переміщення. Випромінювання є також в вакуумній ультрафіолетовій

і м'якій рентгенівській областях електромагнітного спектра в залежності від температури і щільності плазми. Наявність цього дискретного випромінювання, а також форму ліній поглинання і випускання можна використовувати для вимірювання температури і густини плазми.

Вимірювання безперервного випромінювання

Плазма випромінює також електромагнітні хвилі в НВЧ ($\lambda = 1$ см) та міліметровому діапазоні ($\lambda = 1$ мм). Це випромінювання реєструється різними методами в залежності від його інтенсивності і тривалості. Суцільний спектр рекомбінаційного і гальмівного випромінювання дозволяє визначити концентрацію і температуру електронів плазми. Ця область фізики плазми активно вивчається теоретично і експериментально. Огляд робіт по випромінюванню, поглинанню та розсіюванню електромагнітних хвиль у плазмі присутній в [4].

Корпускулярна діагностика

Плазма випускає заряджені або нейтральні частинки, кількість яких залежить від температури і густини плазми, а також від тиску навколишнього газу. Дослідження потоків частинок, що випускаються плазмою, маспектрометричними методами, а також за допомогою детекторів дає можливість вивчати енергетичний спектр частинок в плазмі. За відхиленням пучка можна судити про величину і напрямки полів в плазмі, модуляція променя за енергіями свідчить про наявність плазових коливань.

Дослідження взаємодії з плазмою електромагнітного випромінювання в НВЧ і оптичному діапазонах

Просвічуючи плазму випромінюванням різних частот, визначають концентрацію електронів. Так, в діапазоні НВЧ можна досліджувати плазму з $n_e = 10^{16} \dots 10^{21} \text{ м}^{-3}$; перехід до оптичного діапазону дозволяє підвищити ці значення на кілька порядків. Можна також визначити напруженість поля H , розміри плазми, неоднорідності в ній. При високій концентрації плазми вимірювання ведуть в

оптичному діапазоні. Із застосуванням лазерів зросла роздільна здатність оптичного методу дослідження завдяки високій когерентності випромінювання. Цінну інформацію про концентрацію та температуру всіх компонент плазми можна отримати, вивчаючи ефект розсіювання випромінювання плазмою. За спектром і інтенсивністю випромінювання можна визначити функцію розподілу за швидкостями та концентрацію електронів.

Питання для самоперевірки

1. Які види взаємодії заряджених частинок в газі ви знаєте?
2. Які умови призводять до пружних та непружних взаємодій?
3. Дайте визначення ефективному перерізу взаємодії.
4. Поясніть залежність перерізів іонізації і перерізів пружного розсіювання від енергій.
5. Які процеси в газі і на поверхні відбуваються при взаємодії іонів та атомів?
6. Розкажіть про особливості термічної іонізації, застосуванні її в техніці.
7. Особливості фотонної іонізації.
8. Як протікає поверхнева іонізація?
9. У чому полягає процес перезарядки?
10. Які види рекомбінації ви знаєте? Опишіть їх.
11. До яких процесів призводить взаємодія лазерного випромінювання з поверхнею твердого тіла і вільними атомами і молекулами?
12. Дайте опис характеру руху заряджених частинок в плазмі.
13. Як оцінюється дрейфовий рух електронів та іонів?
14. Розкажіть про основні закономірності дифузійного руху електронів та іонів.
15. Дайте визначення плазми. Її особливості, параметри.
16. Яка функція розподілу концентрації зарядів по перерізу плазми?
17. Як оцінюється енергетичний стан плазми?
18. Причини виникнення і функція поздовжньої напруженості поля в плазмі
19. Як визначаються електронна та іонна щільності струму в розряді?

20. Причини виникнення плазмових коливань в плазми і їх оцінка.
21. Які причини призводять до появи таких понять, як провідність плазми та діелектрична проникність?
22. Чим зумовлена електропровідність плазми?
23. Чим визначається теплопровідність плазми?
24. Причини виникнення випромінювання плазми. Види випромінювання.
25. Опишіть процес гасіння розряду. Від чого залежить постійна часу деіонізації?
26. Як протікає запалювання розряду?
27. Що собою уявляє крива Пашена?
28. Які методи діагностики плазми ви знаєте?
29. Які параметри плазми можна визначити зондовими методами? У чому їх недоліки?

2. ВИДИ ГАЗОВИХ РОЗРЯДІВ.

2.1. ЗАГАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ.

Електричним розрядом називають процес проходження електричного струму через вакуумний або газовий проміжок.

В електронних приладах струм переноситься електронами. В іонних приладах окрім електронів, що залишаються як і раніше головними носіями струму, в процесі беруть також участь позитивні іони. Роль іонів в розрядному проміжку зводиться до компенсації об'ємного заряду електронів, чим забезпечується можливість проходження великих струмів через прилад, що перевищують на кілька порядків струми, в електронних приладах при відносно малому падінні напруги всередині приладу (одиниці – десятки вольт). Це відповідає їх високому ККД. Позитивні іони створюються електронами, що іонізують атоми або молекули газу (пари), якими заповнюється прилад після видалення з нього повітря до гранично можливого ступеня.

Заповнюються іонні прилади інертними газами (*He, Ne, Ar, Kr*), ртутними парами, воднем.

Іонні прилади відрізняються будовою, рівнем потужності, функціями. Функції, виконувані в іонних приладах катодом, зводяться, так само як і в електронних приладах, до емісії електронів, що підтримують електричний розряд. Функції, виконувані анодом, полягають у прийомі електронів і передачі їх в зовнішній ланцюг.

Газовий розряд буває 16 видів. Природа електронної емісії з катода і стан газової середи (рід газу і його щільність) є основними ознаками, які визначають вид розряду.

Всі види розрядів поділяються на дві групи: несамостійні і самостійні розряди.

У першій групі емісія з катода підтримується так само, як і в електронних приладах, зазвичай за рахунок зовнішнього джерела енергій, наприклад за рахунок нагріву катода зовнішнім джерелом струму (розряди з розжареним катодом), опроміненнями його видимим світлом, ультрафіолетовими, рентгенівськими або

γ -променями, а також радіоактивними частинками. З припиненням дії зовнішніх джерел розряд в приладі зникає.

У другій групі емісія електронів з катода здійснюється під впливом електричного поля іонів, фотонів або іншими частинками, що приходять до катода з розрядного проміжку. Отже енергія, необхідна для емісії, черпається з самого розряду.

У іонних приладах використовуються в основному такі види емісії: термоелектронна, фотоелектрична, електростатична, іонно-електронна, вторинна. Кожному з названих видів емісії відповідають свої природа, явища та умови виникнення.

Про зв'язок між основними видами розряду і їх проміжними формами можна судити по повній вольт-амперній характеристиці розряду. Як приклад наведемо вольт-амперну характеристику приладу з плоскими електродами (рис. 2.1), тобто візьмемо прилад, у якого розміри електродів зростають, $Pd = const$, за рахунок підбору діапазону тисків газу.

Ця характеристика побудована в напівлогарифмічному масштабі і відноситься до широкого діапазону струмів – від 10^{-20} до 100 А. Різні види розряду позначимо римськими цифрами. До характерних видів самостійного розряду відносяться темний (область II), тліючий (IV, V) і дуговий (область VII), їм передуює несамотійний розряд (I). Крім встановлених форм самостійного розряду, є і перехідні форми (III, IV).

При несамотійному розряді первинні електрони, що беруть участь в струмі, створюються зовнішнім іонізатором. Це може бути космічне і радіоактивне випромінювання, а при активованому катоді – видиме світло. Діапазон струмів несамотійного розряду від 10^{-20} до 10^{-12} А залежно від ступеня активування катода. Початкові ділянки AB і $A'B'$ відносяться до приладів з катодами різної фоточутливості, що впливає на струм. Крива AB відноситься до приладу з менш чутливим до фотоелектронної емісії катодом, а крива $A'B'$ – до катода з більш сильно вираженою фотоелектричною емісією. Ділянка BC відповідає темному (тихому) розрядом. Світіння при цьому виді розряду слабке. Темному розряду

відповідає діапазон струмів від 10^{-10} до 10^{-7} А. Ділянка BC має невеликий нахил, тому темний розряд нестійкий. Для стабілізації необхідно ввести великий навантажувальний опір. Намалюємо вольт-амперну характеристику темного розряду та навантажувальну характеристику (рис. 2.1.). Лінія навантаження – пряма, нахил якої залежить від опору, – повинна перетинати ділянку характеристики темного розряду.

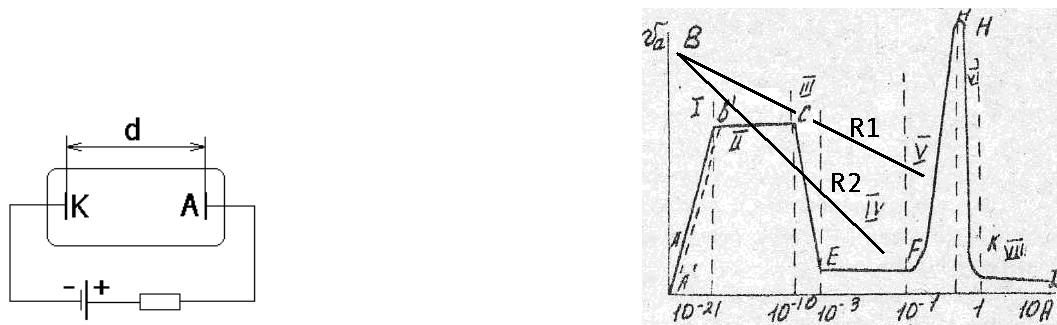


Рис. 2.1. Прилад з плоскими електродами та його вольт-амперна характеристика.

При недостатньому опорі R_a розряд не утримується на стадії темного. Слідом за темним розрядом (область II) в приладі виникає перехідна стадія розряду від темного до тліючого III).

Стійкій формі самостійного розряду відповідає тліючий розряд – область IV. Стадії нормального тліючого розряду відповідає горизонтальна ділянка EF . Протяжність цієї області по струму залежить від корисної площі катода і щільності струму. Нормальний тліючий розряд характеризується постійною щільністю струму і постійною напругою горіння розряду на катоді при незмінному тиску газу. Робочу площадку на катодній поверхні, що пропускає струм, можна спостерігати візуально за розмірами шару газу, що світиться перед катодом. Вона збільшується пропорційно зростанню струму в приладі (закон Геля), що відповідає постійній j_k на катоді. Точка C або C' називається напругою запалювання. Ділянка FH відноситься до аномального тліючого розряду (область V). Він характерний тим, що одночасно зі струмом значно підвищується j_k по всій поверхні катода, що супроводжується збільшенням напруги горіння розряду.

Дуговому самостійному розряду відповідає ділянка праворуч точки K – область VII. Від тліючого розряду дуговий відрізняється значно більшими щільностями струму на катоді (сотні і тисячі ампер на квадратний сантиметр) і меншим падінням напруги між електродами. Такі високі щільності струму виникають на невеликій ділянці катода, що називаються катодною плямою, яка є основою дугового розряду. Більш високі значення густин струму і менші значення напруги горіння дугового розряду пояснюються переходом від вторинно-іонної емісії, γ -емісії в тліючому розряді до термоелектронної або електростатичної в дуговому розряді.

Ділянка NK (область VI) відповідає перехідній стадії від аномального тліючого розряду до дугового. Точка N визначає граничне значення напруги, що може витримати прилад до розвитку в ньому дугового розряду. Це значення залежить від типу катода, стану його поверхні, протяжності та конфігурації міжелектродного проміжку, складу і тиску газу.

Повна вольт-амперна характеристика містить основні види розрядів. Крім них в іонних приладах промислового призначення використовується також іскровий, коронний і високочастотний розряди.

Поряд з видом розряду класифікаційною ознакою для іонних приладів є тип катода, рід та тиск газу, яким заповнюється прилад.

У іонних приладах застосовуються наступні типи катодів: оксидний, плівковий, чистометалевий, ртутний, металокерамічний.

Діапазон тисків для ГРП – від десятків паскаль до величин атмосферного тиску і вище.

2.2. ТЛЮЧИЙ РОЗРЯД

Загальна характеристика

Фізичні процеси, що мають місце у встановленому розряді, характеризуються розподілами поля в міжелектродному проміжку, чергуванням шарів світлового випромінювання уздовж його протяжності, розподілом напруженості (рис. 2.2).

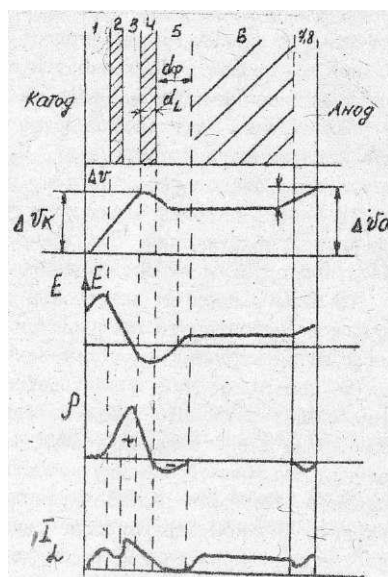


Рис. 2.2.

За характером зміни кривої розподілу потенціалів нормальний тліючий розряд може бути розбитий на три основні частини: катодну — d_k , стовп розряду — l та анодну — d_a .

За яскравості світіння між катодною частиною і стовпом можуть бути виділені ще два проміжних шари (ділянки d_l та d_f), що зв'язують катодну частину розряду з його стовпом.

Найбільш суттєва частина — катодна. Розряд може існувати тільки при наявності його катодної частини. Це реалізується в короткопроміжних приладах. Найбільша зміна потенціалу має місце в катодній частини розряду. Рівень підйому потенціалу, що називається катодним падінням напруги U_k , забезпечує необхідну енергію іонів, які приходять з розряду і бомбардують катод, а також енергію електронів, що йдуть від катода в катодну частину розряду та іонізують атоми газу.

На катоді відбувається електронно-іонна емісія. Прискорювальні полем електрони набирають спочатку енергію, достатню для збудження і іонізації. Процеси, що відбуваються на шляху руху електронів при їх взаємодії з атомами газу, відображаються в різних яскравостях світіння шарів газу в катодній частини розряду. Поблизу катода розташовується перша катодна темна область 1, перше катодне світіння 2, друга катодна темна область 3, на які припадає основна частина

падіння напруги. За ними слідує частина, що яскраво світиться – негативне тліюче світіння 4. При тисках, що перевищують 1300 Па, характерних для більшості індикаторних приладів тліючого розряду, область 4 близько розташовується до катода, так що її світіння не дозволяє розрізнити більш слабке світіння області 2. Тоді при аномальному тліючому розряді конфігурація області 4 чітко повторює конфігурацію катода. Після області 4 йде фарадеевий темний простір 5 та позитивний стовп 6. За анодним кінцем позитивного стовпа іноді йде ще темний простір 7 та анодне світіння 8.

Перераховані, області міжелектродного проміжку в тліючому розряді можна розділити на плазмові області, що характеризуються малою напруженістю поля E і приблизно рівними концентраціями позитивних та негативних зарядів (області 4 – 6), та приелектродні області з високою напруженістю електричного поля та значним просторовим зарядом (області 1 – 3, 7 – 8).

Електрони, емітовані з катода, прискорюються сильним полем катодного темного простору. Але цієї енергії не достатньо для збудження атомів газу. Тому відсутні і процеси висвічування. У шарі 2 енергія електронів досягає і перевершує мінімальні рівні збудження. Тут мають місце процеси збудження атомів з подальшим їх висвічуванням при нормалізації.

У шарі 3 енергія електронів перевищує рівень, відповідний максимуму ймовірності збудження. Тому інтенсивність збудження і висвічення газу послаблюється. У шарі 4 вже відбувається інтенсивна іонізація газу і з'являється підвищена концентрація іонів і вторинних електронів. Процеси збудження і іонізації супроводжуються яскравим висвічуванням збуджених атомів при переході їх в нормальний стан. Висока яскравість і помітна протяжність шару тліючого світіння – важлива практична властивість приладів тліючого розряду, тому що це дозволяє візуально спостерігати за станом приладу при значній віддаленості його від місця спостереження. По мірі збільшення відстані від катода енергія електронів падає, зменшується число збуджуючих зіткнень і негативне світіння переходить в фарадеевий темний простір. Підтримання провідності в позитивному стовпі

забезпечується тим, що тут в порівнянні з негативним світінням зростає напруженість електричного поля.

Позитивний стовп є плазмовою областю з приблизно однаковими концентраціями електронів та іонів. Через велику рухливість струм в стовпі переноситься в основному електронами. Так як поле в стовпі набагато менше, ніж в катодному просторі, то іонізація тут в основному визначається безладним, а не впорядкованим рухом електронів.

Анодне падіння виникає при великих відстанях між катодом і анодом. Воно прискорює електрони та забезпечує додаткову іонізацію молекул газу. Анодне падіння зникає при зближенні електродів, коли анод потрапляє в область фарадеевого темного простору, де існує надлишок електронів, а струм переноситься за рахунок дифузії з області тліючого світіння.

Кількісні закономірності процесів в катодній частині нормального тліючого розряду

Найбільше значення для розряду має катодна частину. Основними величинами, що характеризують її, є катодне падіння напруги U_{kn} , нормальна щільність струму на катоді j_{kn} та протяжність катодної частини розряду $p_0 d_{kn}$.

Розглянемо плоскопаралельний проміжок з постійним полем між електродами.

Рівняння для приросту електронного струму без урахування втрат має вигляд:

$$dI_l = \alpha dI_l dU, \quad (2.1)$$

де dU – пройдена електронами різниця потенціалів; α – коефіцієнт об'ємної іонізації.

Після інтегрування отримаємо:

$$I_{la} = I_{lk} e^{\alpha U_{ak}}, \quad (2.2)$$

де I_{la} , I_{lk} , – струм електронів, що відповідно, приходять на анод і покидають катод; U_{ak} – різниця потенціалів між катодом і анодом.

Кількість нових електронів, створених за 1 с в результаті іонізації, має дорівнювати різниці кількості електронів, що приходять на анод, та кількості електронів, які покидають катод за цей час:

$$I_{la} - I_{lk} = I_{lk} (e^{\alpha U_{ak}} - 1), \quad (2.3)$$

На кожен новий електрон доводиться також один новий іон, а кожен позитивний іон, що потрапляє на катод, створює γ електронів. Тоді кількість нових електронів, утворених на катоді, дорівнює

$$I_{lk} \gamma (e^{\alpha U_{ak}} - 1). \quad (2.4)$$

Щоб струм був сталим, ця величина повинна дорівнювати I_{lk} . Звідси випливає, що

$$\gamma (e^{\alpha U_{ak}} - 1) = 1. \quad (2.5)$$

Вираз (2.5) можна розглядати як умова самостійного розряду, напруга запалювання якого

$$U_z = \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right). \quad (2.6)$$

Падіння напруги на проміжку

$$U_{kn} = \frac{1}{\alpha_{ef}} \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1 \right). \quad (2.7)$$

де α_{ef} – ефективне значення коефіцієнта в нормальному тліючому розряді з урахуванням неоднорідності поля.

Коефіцієнт α залежить від наведеної напруженості поля E/P_0 . Ця величина характеризує енергію, що накопичена електроном на шляху середнього вільного пробігу електронів у газі при 0° C ($\lambda_0 = \frac{1}{P_0}$). Важливою особливістю нормального тліючого розряду є те, що в процесі його формування у катодній частини розряду автоматично встановлюється оптимальне середнє значення наведеної напруженості поля $(E/P_0)_{opt}$, їй відповідає мінімум питомої напруги іонізації $U_{N \min} = \frac{1}{\alpha}$.

Друга основна величина, що відноситься до катодної частини нормального тліючого розряду, – щільність струму. При даних матеріалах катода, роді і тиску

газу, що заповнює прилад, щільність струму на катоді залишається величиною постійною. Числовий зв'язок між щільністю струму j_{kn} , падінням напруги та протяжністю катодної частини розряду $P_0 d_{kn}$ можна записати у вигляді

$$\frac{j_{kn}}{P_0^2} = k \frac{\mu_i \left(\frac{E}{P_0} \right)_{opt}^3}{U_{kn}} = j_{k0}. \quad (2.8)$$

де μ_i – рухливість іонів; K – коефіцієнт пропорційності.

Третя характерна величина в нормальному тліючому розряді – узагальнена протяжність катодної частини розряду $P_0 d_{kn}$. Її можна знайти з рівності

$$P_0 d_{kn} = \frac{U_{kn}}{\left(\frac{E}{P_0} \right)_{opt}^k}. \quad (2.9)$$

З (2.9) видно, що для даного поєднання катода і газу $P_0 d_{kn}$ зберігає незмінне значення $P_0 d_{kn} = const$.

При обраному тиску газу P_0 значення $P_0 d_{kn}$ дозволяє встановити мінімальну відстань між катодом і анодом, при якій в короткопроміжковому приладі забезпечується мінімальне значення катодного падіння напруги.

Аналіз формул (2.7) та (2.8) показує, що основні параметри нормального тліючого розряду U_{kn} та j_{kn} залежать від коефіцієнтів α та γ , які в свою чергу залежать від газових домішок і поверхневих забруднень.

Аномальний тліючий розряд

Коли вся поверхня зайнята світінням, нормальний тліючий розряд, переходить у аномальний. При цьому U_{kn} зростає і j_{kn} теж. Це призводить до посилення іонізації в об'ємі. При аномальному розряді посилюється загальна емісія електронів з катода за рахунок фотонів, що падають на катод. Позначимо фотонний коефіцієнт емісії через G . Тоді повна щільність електронного струму, що емітується катодом,

$$j_{lk} = \gamma_i j_i + G j_l, \quad (2.10)$$

де j_l , j_i – електронна складова щільності струму відповідно в кінці катодного частини і на початку її.

Позначимо щільність складової електронного струму в кінці шару тліючого світіння через j_k .

Тоді з (2.10) отримуємо

$$j_k = j_i \frac{1 + \gamma_i}{1 - G}, \quad (2.11)$$

Зв'язок між j_k , U_k та $P_0 d_k$ можна записати

$$\frac{j_k}{P_0^2} = \bar{V}_i \frac{2\varepsilon U_k}{(P_0 d_k)^2} \frac{1 + \gamma_i}{1 - G_i}, \quad (2.12)$$

де \bar{V}_i – середня швидкість іонів в катодній частині; ε – діелектрична проникність середовища.

Формула, що зв'язує U_k з узагальненим значенням протяжності катодної частини має вигляд

$$AP_0 d_k e^{-\frac{BP_0 d_n}{U_k}} = \ln(1 + \gamma). \quad (2.13)$$

Графічно ця залежність зображена на рис. 2.3.

З переходом до аномально тліючого розряду значення $P_0 d_{ka}$ зменшується по відношенню до $P_0 d_{kn}$, а катодне падіння U_k росте (ліва ділянка характеристики). Вольт-амперна характеристика аномального розряду показана на рис. 2.4 (ділянка BC). Зростання щільності струму і катодного падіння напруги при аномальному розряді триває до деяких значень C після чого густина і сила струму в цілому різко зростають, а напруга падає. Аномальний тліючий розряд стрибком переходить в дуговий самостійний розряд.

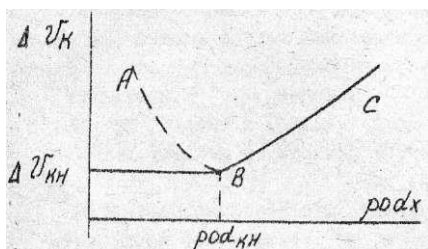


Рис. 2.3. Залежність U_k від $P_0 d_k$

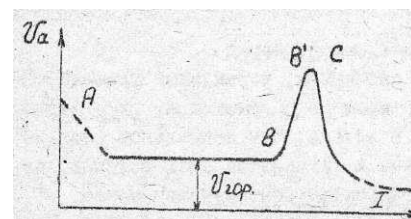


Рис. 2.4. Вольт-амперна характеристика аномального розряду

Розряд з порожнистим катодом

У приладах часто застосовуються циліндричні катоди – плоскі паралельні пластини, що мають з'єднання. У загальному випадку розряд з порожнистим катодом повинен мати катод, який представляє собою порожнину, розміри якої порівняні з розмірами катодних частин розряду.

Розглянемо порожнистий катод, який складається з двох плоских катодів, електрично пов'язаних між собою з торців (рис. 2.5). Процеси, які розвиваються в порожнині, залежать від відстані між катодами: якщо ця відстань більше відстані, що дорівнює $2(d_k + d_l)$, то процеси на кожному катоді протікають незалежно. Тому Падіння напруги та густина струму на кожному катоді залишаються такими ж, як для окремих катодів.

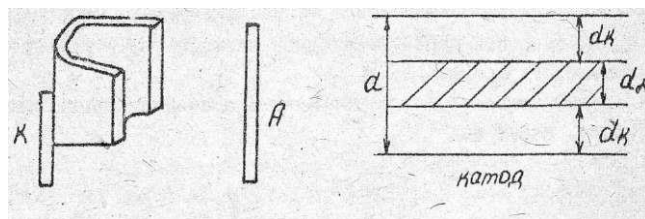


Рис. 2.5. Порожнистий катод.

Якщо пластини зблизити на відстань $a < 2(d_k + d_l)$, то становище зміниться. У цьому випадку шари тліючого світіння частково або повністю перекривають один одний, зливаючись в один шар d_k (заштрихована область). При цьому катодні частини розряду d_k звужуються, тобто напруженість поля на ділянках d_k зростає.

Зростання напруженості електричного поля E на ділянках d_k призводить до збільшення іонізації на цих ділянках. Зі збільшенням потоку іонів, що бомбардують катод, зростає емісія. Це призводить до посилення як іонної, так і електронної складових густини струму у порожнистому катоді. Електронна емісія з такого катода посилюється за рахунок фотонів, які приходять до плоских катодів із загального шару тліючого розряду світіння. В результаті зростання іонноелектронної та фотоелектронної емісії результуюча густина струму при порожнистому катоді значно збільшується, а напруга на приладі залишається такою ж.

Зростання струму триває до деякого граничного зближення пластин d_{\min} , а потім струм зменшується. Це відбувається тоді, коли відстань між катодами не забезпечує мінімально необхідної протяжності для іонізації атомів газу.

2.3. ДУГОВІ РОЗРЯДИ

Загальна характеристика

При збільшенні сили струму аномальний тліючий розряд переходять в дуговий. Для дуги характерні набагато більші, ніж для тліючого розряду, струми і менші напруги горіння. В дузі дуже часто анод і катод, а також і газ між ними нагріваються до високої температури. Дугові розряди можуть існувати як при низьких ($\sim 0,1$ Па), так і при високих тисках (10^5 атм).

Температурні умови в дугових розрядах можуть бути різними. Дуги при високому тиску ($P \sim 1$ атм. і вище) відрізняються високою температурою як електродів, так і газу. У дузі низького тиску газ залишається відносно холодним, але катод та анод сильно розжарюються. Розрядний проміжок дуги майже цілком заповнений плазмою, що підходить близько до катода. Тому розподіл електронів, їх температуру і розподіл потенціалу можна вивчати методом зондових характеристик. Розподіл потенціалу при дуговому розряді показано на рис. 2.6.

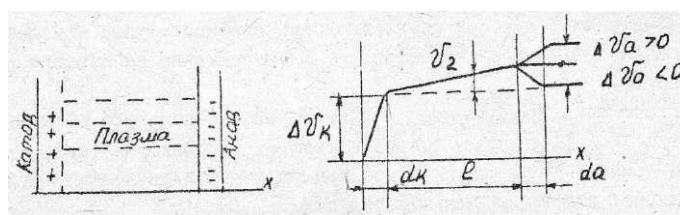


Рис. 2.6. Розподіл потенціалу при дуговому розряді.

На кривій розподілу можна бачити три ділянки: катодну і анодний області, стовп розряду. Катодне і анодне падіння в дузі невелике. Ширина катодного частини настільки мала, що візуально вона не спостерігається, на відміну від тліючого розряду. Катодне падіння в дузі має порядок потенціалу збудження або іонізації. Як видно між катодними частинами дугового і тліючого розряду є істотна різниця, тобто різниця є і в механізмі емісії катода.

Як і в тліючому розряді, катодна область поставляє електрони в позитивний стовп. На цьому зв'язок катодної області та стовпа обмежується. Тому процеси в стовпі тліючого розряду і дуги відрізняються тільки густиною струму (вона вище в дузі). Але вигляд стовпа та процеси в ньому істотно залежать від тиску газу. Тому окремо розглянемо катодну область дугового розряду і процеси в стовпі для високого тиску, оскільки процеси в стовпі тліючого розряду і дузі низького тиску практично однакові.

У прианодній ділянці в залежності від розмірів, форми, матеріалу анода, його температури та інших факторів значення і знак анодного падіння можуть істотно коливатися, переходячи від позитивних значень до негативних. Анодну область розглянемо на прикладі дугового несамостійного розряду.

Самостійний дугового розряд

При переході аномального розряду в дуговий зростає анодний струм, а протяжність катодної області d_k зменшується настільки, що енергія і кількість іонів, які бомбардують катод, стають достатніми для підвищення температури катода. При цьому через різні умови охолодження катода одна з його ділянок розігрівається сильніше інших і за рахунок нагріву починає емітувати додаткову кількість електронів.

Збільшення емісії з даної ділянки призводить до утворення більш інтенсивної місцевої лавини і подальшому збільшенню кількості іонів, що бомбардують цю ділянку. У результаті розряд стягується на катоді в пляму дуже малих розмірів (катодна пляма). Переважним механізмом емісії стає термоелектронна емісія, а не γ -процеси. Розрядний струм різко зростає, а розряд перетворюється в самостійний дуговий. Термоелектронна емісія – одна з можливих причин виникнення дугового розряду.

Теорія катодного плями до кінця не розроблена, а щодо механізму емісії з катода існують різні точки зору. Найбільш вірогідним механізмом є термоавтоелектронна емісія – поєднання термічного збудження з сильним

електричним полем в катодній області розряду, що змінює форму потенційного бар'єру біля поверхні катода.

У певних умовах термоавтоелектронна емісія переходить у термoeмісію (при високих тисках газу і тугоплавких катодах) або автоелектронну (при наявності діелектричних плівок на поверхні катода, а також при катодах, що сильно випаровуються – вакуумні дуги).

Катодна область приблизно дорівнює середній довжині вільного пробігу електрона. Значення катодного падіння в самостійному дуговому розряді, як було зазначено раніше, приблизно дорівнює потенційній іонізації газу. Горіння розряду при такому малому значенні U_k обумовлене тим, що у катода підтримуються значний градієнт потенціал та енергія іонів, що приходять до катода, так що густина струму в плямі збільшується. Катодне падіння забезпечує необхідну енергію електронам, які іонізують газ на зовнішній границі катодної області.

Несамостійний дуговий розряд

Структура дугового розряду при низькому тиску

Структура дуги залежить від тиску пари або газу і протяжності розрядного проміжку. При тиску десятих частин мм рт.ст. і досить великої протяжності розрядного проміжку, структура дугового розряду і розподіл потенціалу має вигляд, зображений на рис. 2.6.

Дуга також може бути розбита на три основні частини: 1) катодну з протяжністю d_k та катодним падінням потенціалу U_k ; 2) стовп дуги довжиною l і поздовжньою напруженістю поля E_a ; 3) анодну частину U_a протяжністю d_a і трьома можливими варіантами анодного падіння потенціалу $\Delta U_a \leq 0$. На ділянці біля катода електрони отримують перше прискорення та накопичують достатню енергію, щоб іонізувати найближчий, до катода стовп газу, звідки іони розходяться в протилежних напрямках до катода і в стовп розряду. Стовп розряду є каналом передачі електронів від катода до анода. Цей канал у зв'язку з компенсацією в ньому об'ємного заряду електронів об'ємним зарядом іонів має відносно велику провідність.

Анодна частина розряду виконує роль перехідної області, що готує прийом електронів анодом для передачі їх в зовнішній ланцюг.

Явище в катодному шарі при наявності негативного просторового заряду

Дослідження цієї частини дуги показали:

- катодне падіння потенціалу приблизно дорівнює ефективному потенціалу іонізації газу $\Delta U_k \approx U_{ef}$;
- протяжність ділянки іонізації приблизно дорівнює середньому вільному пробігу λ_l і більше довжини катодної частини розряду $\lambda_l \approx \lambda_k \approx d_k$.

Протяжність катодної частини розряду визначається за різкої зміни нахилу кривої розподілу потенціалу. Товщина цього шару помітно менше вільного пробігу електрона в газі: $d_k \ll \lambda_l$.

У катодній частині електрони набувають енергії, достатньої для іонізації і збудження. Інтенсивність іонізації і катодне падіння потенціалу пов'язані між собою.

Якщо катодне падіння потенціалу починає зростати понад потенціал іонізації, то виникаючий надлишок іонів йде разом з швидкими електронами в позитивний стовп, обмежуючи тим самим подальше зростання ΔU_k : $\Delta U_k > U_i$.

При зменшенні ΔU_k в порівнянні з нормою послаблюється частка іонного струму, прямоючого в позитивний стовп, тому більша частка іонів залишається в катодній частини розряду і збільшує густину позитивних зарядів, тобто ΔU_k .

При сталому розряді основна частина іонів, що генерується в катодній частині розряду, йде до катода. Назустріч їм йдуть електрони, вони відновлюють необхідну рівновагу концентрацій зарядів в катодній частині при іонізації ними газу. Зустрічний рух електронів та іонів в катодній частини розряду призводить до того, що струм тут складається з двох складових – електронної та іонної.

Результуюча густина струму $j_k = j_{kl} + j_{ki}$.

При нульовій напруженості поля на початку і наприкінці катодної частини розряду катодну частину можна розглядати як вакуумний проміжок. Тоді

відношення густин електронного та іонного струмів, що проходять цю частину розряду буде

$$\frac{j_{ki}}{j_{kl}} = \sqrt{\frac{m_l}{M_i}}.$$

Оскільки маса іона набагато більше маси електронів, то частка іонного струму відносно невелика.

При власній термоелектронній емісії напруженість поля біля катода має від'ємне значення, або дорівнює 0. Позитивна напруженість поля біля поверхні катода з'являється тільки тоді, коли власна термоелектронна емісія стає недостатньою, щоб забезпечити проходження через прилад струму, який потребує зовнішній ланцюг.

Розглянемо хід кривої потенціалів в катодній частині розряду, відповідний трьом можливим співвідношенням між струмом власної термоелектронної емісії катода I і фактичним електронним струмом катода (рис. 2.7).

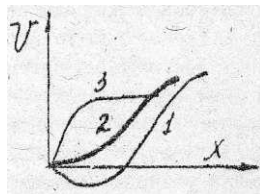


Рис. 2.7. Криві потенціалів в катодній частині розряду.

Крива 1 відповідає випадку, коли $I_{kl} < I_e$. У катода виникає при цьому електронна хмара, що повертає катоду надлишок електронів, що йдуть в стовп розряду. Завдяки електронній хмарі у катода з'являється ділянка негативного падіння потенціалу.

Крива 2 відповідає випадку, коли $I_{kl} = I_e$ току емісії. У катода встановлюється нульова напруженість поля. Це режим вільної емісії.

Струм I_{kl} перевищує струм емісії I_e (крива 3). При цьому повне падіння потенціалу біля катода підвищується та у поверхні катода з'являється позитивна напруженість поля, що полегшує вихід з нього електронів, У зв'язку зі зменшенням роботи виходу густина емісійного струму підвищується до значень, що

забезпечують необхідне значення I_a . Це автоматичне зростання фактичної густини струму по відношенню до власної термоелектронної емісії при зростанні падіння потенціалу тільки в катодній частини розряду і складає відмінну особливість можливого режиму роботи розжарених катодів іонних приладів в порівнянні з їх роботою у вакуумі. Виникає режим вимушеної емісії, який небажаний, оскільки із зростанням катодного падіння потенціалу зростає енергія іонів, які приходять до поверхні катода. Посилюється розпорошення катода від іонного бомбардування. Чутливість до розпорошення у розжарених катодів вище, ніж у холодних. Це знижує термін служби катода. Тому необхідно, щоб $I_{kl} \leq I_e$.

Катодне падіння потенціалу не перевищує при цьому потенціал іонізації газу U_i .

Щоб попередити розпорошення катода через підвищене катодне падіння потенціалу при експлуатації, допускають недорозжарення 5% по напрузі, оскільки недорозжарення призводить до зниження струму власної емісії катода.

Стовп і анодна частина розряду

При достатній протяжності міжелектродного проміжку формується стовп, що переходить поблизу анода в анодну частину. Стовп характеризується постійною поздовжньої напруженістю E_l . Значення її визначається необхідною інтенсивністю іонізації газу, при якій кількість іонів, що знову утворюються в 1 см^3 стовпа за 1 с стає рівною кількості іонів, що йдуть з цього обсягу до стінок і електродів приладу. З появою в приладі стовпа характер процесів в розряді змінюється. З'являється анодна частина розряду.

Розглянемо ті процеси, які обумовлюють значення і знак анодного падіння потенціалу при наявності стовпа дуги. Кількість прийнятих анодом електронів повинна відповідати току, що проходить через прилад і зовнішній ланцюг, в який він включений. Умова прийому електронів анодом визначає три можливі варіанти падіння потенціалу у анода (позитивне, негативне і нульове).

Значення та знак анодного падіння потенціалу залежать від двох факторів: відносних розмірів приймальної поверхні анода, що визначає густину струму на

аноді, і ступеня компенсації об'ємного заряду електронів біля анода супроводжуючими їх іонами.

Плазма розряду обмежена певним діаметром оточуючої її скляної або металевої оболонки.

Вона пропускає через себе спрямований струм I_a , густина якого нерівномірно розподілена по перерізу розряду.

Нульове падіння потенціалу біля анода встановлюється, коли прийом анодом електронного струму забезпечується при природному припливі до нього електронів. Для цього достатньо мати приймальну поверхню анода, дотичну до плазми, рівною чи навіть дещо меншою, ніж переріз плазми; при цьому кількість електронів, що потрапляють на анод, визначається приблизно їх безладним рухом.

Якщо діаметр анода менше діаметра плазми, навіть при опуклій поверхні приймальна поверхня його виявляється недостатньою, щоб забезпечити потрібний для зовнішнього ланцюга струм, тоді анод стає позитивним по відношенню до плазми (за рахунок перерозподілу потенціалів в анодному ланцюзі). У анода з'являється електронна оболонка. Тепер прийнятною поверхнею для електронів, що прямують до анода при наявності оболонки, слугує її гранична поверхня з плазмою, яка більше фактичної поверхні анода (рис. 2.8.).

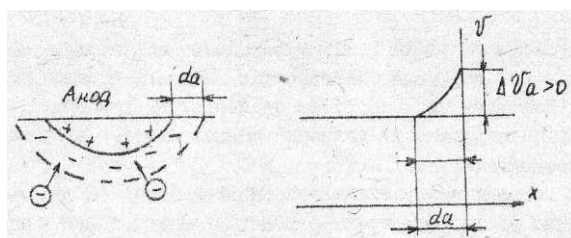


Рис. 2.8.

Густина електронів безпосередньо біля анода підвищується за рахунок збільшення швидкості електронів, що проходять ділянку анодного падіння потенціалу. Цей режим відповідає позитивному анодному падінню.

Якщо приймальна поверхня анода більше, ніж це потрібно по природному притоку електронів до анода, то надлишок електронів, які приходять до анода заряджає його по відношенню до плазми негативно (анод-плазма-обкладенки

конденсатора). В цьому випадку біля анода з'являється іонна оболонка. Поле її загальмовує ту частину електронів, яка виходить з плазми з енергією, недостатньою для подолання гальмівної дії поля оболонки. При сталому режимі анод приймає стільки електронів, скільки потребує зовнішній ланцюг. Анодне падіння потенціалу в цьому випадку є негативним (рис. 2.9).

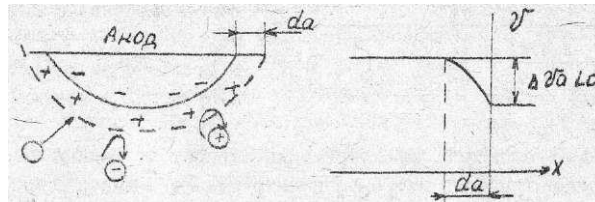


Рис. 2.9.

Розглянемо другий фактор – компенсацію об'ємного заряду електронів, прямуючих до анода, супроводжуваними їх іонами.

Іонізація газу поблизу анода ускладнена наступними чинниками:

- останній вільний відрізок шляху до анода, який проходять електрони, коротше ніж середній вільний пробіг іонізації. Тому в іонізації газу електрони не беруть участі;

- у анода малі поворотні потоки електронів, що є в будь-якому елементі вільної плазми, тому іони дифундують в анодний шар з сусідніх з ним шарів плазми. Така дифузія можлива, коли інтенсивність утворення іонів у прилеглих шарах плазми досить висока і умови для дифузії сприятливі. Якщо генерація іонів поблизу анода і дифузія їх до анода не сприятливі, то навіть при відносно великій поверхні біля анода встановлюється позитивний підйом потенціалу;

- на приплив іонів до анода впливає форма анода. Кращими з точки зору збільшення припливу іонів є порожнисті або увігнуті аноди. Перевага їх ще й у тому, що легше досягається мінімальна відстань між катодом і анодом, чим автоматично забезпечується мінімальне анодне падіння потенціалу.

Вольт-амперна характеристика дуги

Вольт-амперною характеристикою називається крива, що визначає залежність напруги на приладі ΔU_a від струму, що проходить через нього I_a . Крива знімається

при живленні змінною або постійною напругою. Вони мало відрізняються одна від одної (рис. 2.10).

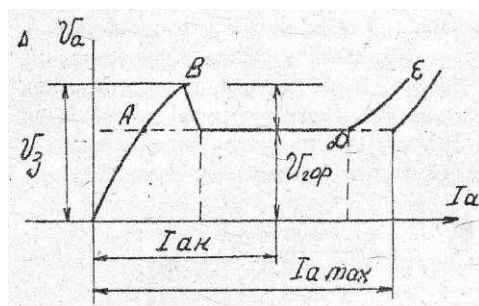


Рис. 2.10. Вольт-амперна характеристика дуги.

Повне падіння напруги

$$U_{гор} = \Delta U_a = \Delta U_k + \Sigma E_l \pm \Delta U_a,$$

де ΔU_k , ΔU_a – відповідно катодне та анодне падіння; ΣE_l – падіння в стовпі з урахуванням падінь напруг в місцях звуження дуги.

Хід вольт-амперної характеристики залежить від типу і якості катода, температури його нагріву, конструктивного виконання теплових екранів, тиску газу в приладі.

Можна виділити горизонтальну робочу ділянку AD і ділянку підйому. DE – ділянка насичення. Існує початкова ділянка – малі струми – струми електронного розряду.

Перехід від електронного розряду в дуговий називається запалюванням дуги. Величина U_z , відповідна запалюванню, – потенціал запалювання. Якщо тиск газу не нижче деякого необхідного мінімуму і катод зберігає нормальну емісію, то U_z не перевищує помітно $\Delta U_a - U_{гор}$. Початкова частина характеристики в цьому випадку також горизонтальна.

При недостатніх щільностях газу або емісії U_z підвищується. Перевищення U_z над горінням $U_{гор}$ називається порогом запалювання. При цьому з'являється початкова ділянка. Протяжність робочої ділянки характеристики праворуч обмежена власною термоелектронною емісією катода.

При нестачі емісії відбувається перехід на ділянку насичення DE . Робота на DE неприпустима, оскільки призводить до розпорошення катода. При недорозжаренні робоча ділянка скорочується, що призводить до різкого підвищення падіння напруги навіть у тому випадку, якщо струм в приладі помітно не перевищує його номінального значення. При значному посиленні струму розряду можливий перехід до самостійного дугового розряду з появою падаючої ділянки на вольт-амперній характеристиці.

Особливості дуги високого тиску

При низьких і середніх тисках позитивний стовп розряду (плазма), що світиться заповнює всю площу перетину розрядної трубки, газ залишається холодним. Іонізація протікає у вигляді прямої і ступінчастою іонізації при зіткненнях електронів з молекулами. При великих тисках позитивний стовп стягується і має вигляд шнура, який займає частину об'єму. Газ в межах шнура нагрівається до високої температури, виникає термічна іонізація (а не зіткнення електронів з молекулами).

Розглянемо відшнурований (контрагований) дуговий розряд. При тисках вище атмосферних можна отримати дуговий розряд. Дуги надвисокого тиску були отримані при тисках до 10^8 Па. Температура газу в таких дугах може досягати 10^4 К. Дуговий розряд в довгій трубці концентрується у вигляді тонкого шнура поблизу осі. Шнур дуги високого тиску виявляється оточеним холодним газом. Тому між ними виникає градієнт температури, що досягає декількох тисяч градусів на міліметр. Яскравість шнура надзвичайно висока.

Поздовжній градієнт потенціалу в дузі низького тиску як правило малий (десяті – соті частини ват на сантиметр), В шнурі дуги високого тиску спостерігаються великі поля. На рис. 2.11 зображені залежності поздовжнього градієнта потенціалу від сили струму для різних газів при тиску 10^5 Па.

Найменший градієнт встановлюється для ртуті, найбільший – для водню. Якщо потрібно отримати більший струм через дугу при малому падінні напруги, краще використовувати ртутні пари, а якщо потрібно погасити дугу в місці

переривання струму, краще використовувати водень. Поздовжній градієнт потенціалу в дузі із зростанням струму падає.

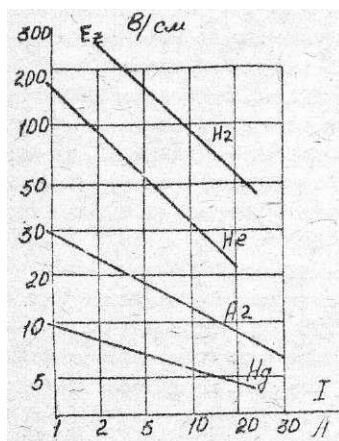


Рис. 2.11. Залежності поздовжнього градієнта потенціалу від сили струму для різних газів при тиску 10^5 Па.

У дузі високого тиску велика частина розрядного проміжку зайнята ізотермічною плазмою з температурою $(6,5-10) \cdot 10^3$ К. Це пов'язане з тим, що з ростом тиску підвищується роль пружних зіткнень, а отже, і температура газу. Одночасно зменшується довжина вільного пробігу електронів, збільшується частота зіткнень і поліпшується обмін енергіями між електронами і важкими частинками газу. Тому з підвищенням тиску значення T_e та T_g наближуються. Причому характер зближення залежить від роду газу. На рис. 2.11 обидві температури приблизно зрівнюються при тиску порядку 10^4 Па, а в повітрі це відбувається при тисках, що приблизно дорівнюють $8 \cdot 10^4$ Па.

Можна вважати, що плазма всіх газів (за винятком інертних газів при малих токах) квазітермічна при тиску, що перевищує атмосферний, і в ній є однаковими температури всіх компонентів.

Збільшення тиску понад 10^2-10^5 Па, як вказувалося, викликає контракцію (шнурування) стовпа розряду, який стягується в область більш високих температур і провідності. Механізм відшнуровки можна представити в наступному вигляді. При збільшенні сили струму газ нагрівається сильніше всього на осі трубки. Щільність газу тут зменшується, а термічна іонізація і іонізація ударами електронів посилюються. Густина струму поблизу осі підвищується, викликаючи нове

посилення іонізації. У підсумку весь струм виявляється зосередженим в тонкому шнурі з сильним випромінюванням і високою температурою. При низьких тисках відшнуруванню перешкоджає швидке вирівнювання щільності газу по всій трубці внаслідок дифузії, і розрідження газу поблизу осі, необхідне для існування шнура, зникає.

Чим сильніше охолоджується ззовні стовп розряду, тим нижче провідність його зовнішніх шарів. Струм розряду протікає при цьому по більш вузькому каналу, і температура плазми у осі підвищується.

Значне підвищення температури висуває на перший план термічну іонізацію, тому що у плазмі високого тиску відхід зарядів на стінки ускладнений і переважає об'ємна рекомбінація електронів та іонів, тому при розрахунку ступеня термічної іонізації можна вважати плазму не взаємодіючою з зовнішнім середовищем. Це призводить до рівняння, яке показує, що при даному тиску ступінь іонізованості плазми є функцією температур:

$$\frac{x}{1-x^2} P = A T_z^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{eU_i}{kT_z}},$$

де x – ступінь іонізації; A – константа ($\approx 10^{-2}$).

Залежність ступеня іонізації ртуті від температури при різних тисках показана на рис. 2.12.

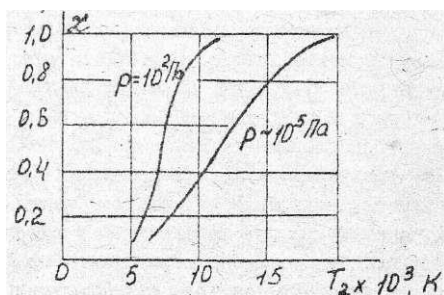


Рис. 2.12. Залежність ступеня іонізації ртуті від температури при різних тисках.

Ступінь іонізації газу збільшується з ростом температури T_z та зменшенням P . Зменшення ступеня іонізації з підвищенням тиску обумовлено в значній мірі зниженням швидкості об'ємної рекомбінації в газі, більш швидким, ніж зниження швидкості термічної іонізації.

Другим рівнянням, яке використовується при побудові плазми високого тиску, є рівняння Больцмана, що визначає концентрацію збуджених атомів в плазмі:

$$n_b = g n e^{-\frac{eU_b}{kT}},$$

де n – концентрація нормальних атомів; U_b – потенційна збудження атомів даного газу; g – співвідношення статистичних ваг збудженого і нормального станів.

Зазвичай враховується один усереднений рівень.

Аналіз теплового балансу в стовпі показує, що всі параметри плазми високого тиску (іонізація, концентрація та інші) є функціями тільки температури.

Дугові розряди у вакуумі в парах матеріалів

Основний процес, що забезпечує існування дугового розряду у вакуумі в парах матеріалів, – процес генерації робочого середовища необхідної концентрації в приелектродних областях. У цих областях падає більша частина напруги, прикладеної до розряду, і розвиваються процеси, що підтримують розряд. При цьому концентрація робочої речовини в стовпі розряду досить низька ($P \leq 10^{-1}$ Па), а напруженість електричного поля зазвичай невелика ($\leq 10^{-1}$ В/см).

Основну роль у підтримці існування дугового розряду відіграють процеси, що відбуваються в прикатодній області. Тому дугові розряди у вакуумі класифікують за типом катода: розряди з гарячим (таким, що не витрачається) катодом, розряди з холодним (таким, що витрачається) катодом. Розглянемо процеси біля катода.

Дуговий розряд з гарячим катодом

Такий тип розряду реалізується при використанні термоемісійного катода, виготовленого, як правило, з тугоплавких матеріалів (вольфрам, тантал, вуглець) і такого, що нагрівається в розряді до високих температур.

Відбір струму відбувається з нерухомої термоемісійної плями на розігрітому катоді. Густина струму в ньому для вакуумних дуг в залежності від умов може змінюватися від 10 до 10^3 А/см², а температура – в межах $10^3 \dots 4 \cdot 10^4$ К. Зношення термокатада в дуговому розряді при зниженому тиску робочого середовища

відбувається в результаті його випаровування при відповідних робочих температурах [5; 6].

Швидкість випаровування термокатода можна приблизно оцінити за формулою Ленгмюра для випаровування у вакуумі. Якщо катод недостатньо розігрітий, то в момент запалювання розряду спостерігається так звана пускова ерозія катода, яка різко зменшується при виході катода на стаціонарний температурний режим.

В якості середовища, в якому горить розряд, можуть бути використані пари анода.

Основну роль в перенесенні струму на катоді грає термемісія. Енергія, необхідна для її підтримки, передається катоду іонами з прикатодної плазми. Катод працює в авторежимі, яке характеризується умовою

$$j_l \varphi_{ef} \approx j_i (U_k + U_i - \varphi_{ef}),$$

де j_l , j_i – густина відповідно електронного та іонного струмів; φ_{ef} – ефективна робота виходу катода; U_i – потенціал іонізації робочого середовища; U_k катодне падіння потенціалу.

Таким чином, основна умова існування дугового розряду з гарячим катодом – концентрація іонів в прикатодній області, що забезпечує підтримку режиму термемісії.

Для цих розрядів існує нижня межа по критичній концентрації робочої речовини в прикатодній області, тобто по критичному тиску середовища. Зменшення тиску середовища нижче критичного призводить до переходу дугового розряду з гарячим катодом в розряд з холодів катодом. Останній володіє більшою стабільністю внаслідок протікання процесів ерозії в катодних мікроплямах.

Критичний тиск середовища в прикатодній області залежить від роду робочої речовини, геометрії та матеріалу катода.

Для перенесення тиску на анод в прианодній області також необхідно створити певну концентрацію робочої речовини. Зменшення тиску середовища в прианодній області призводить до різкого зростання анодного падіння потенціалу, а при тисках нижче критичного для прианодної області відбувається перехід до

стабільної форми дугового розряду з анодною плямою. У цьому випадку концентрація середовища, необхідна для перенесення струму на анод, забезпечується за рахунок випаровування анода. Перехід розряду в режим з анодною плямою призводить до зниження анодного падіння потенціалу та забрудненню плазми парами матеріалу анода. Цей процес можна використовувати в технологічних цілях, коли розряд з гарячим катодом горить в парах матеріалу анода.

Для збільшення ресурсу роботи катода потрібно забезпечити мінімальне виділення енергії на ньому, що дозволить знизити робочу температуру.

У загальному випадку при конкретному матеріалі електрода і вигляді робочого середовища режим катода визначається значеннями тиску, струму, а також геометрією електрода. Так, тиск середовища визначає густину струму, що може бути реалізована на катоді. Максимально можлива густина іонного струму на катоді визначається формулою Ленгмюра:

$$j_{i\max} = \frac{1}{4} en_i V_i \approx \frac{eP}{\sqrt{8\pi M_i k T_i}},$$

де n_i та T_i – відповідно концентрація і температура іонів в зоні іонізації; V_i – швидкість іонів (теплова); e – заряд електрона; M_i – маса іона; k – постійна Больцмана (ступінь іонізації $\alpha - 1$).

Таким чином, густина струму на термокатоді

$$j_k \leq \frac{j_{i\max}}{f} \leq \frac{U_k^k + U_i}{\varphi_{ef}} \frac{eP}{\sqrt{8\pi M_i k T_i}},$$

де $U_k^k \approx 0$ – потенціал катода. Вважаємо, що втрати на катоді мінімальні; f – частка іонного струму на катоді; φ_{ef} – ефективна робота виходу.

Температура іонів T_i в області іонізації може бути прийнята приблизно рівною 1,5 eВ, а $U_k \approx U_i$.

Крім тиску, великий вплив на режим термокатода надає струм і геометрія катода, тобто ці фактори визначають інтенсивність тепловідводу від катода, а отже, реалізацію більших або менших значень U_k та f .

При певних геометрії катода і тиску існує мінімальне критичне значення струму I_{kr} , коли дуга не може горіти в режимі розподіленого розряду і переходить в режим з контрагованою термоавтоемісійною плямою, що супроводжується ерозією катода.

Існує дуговий розряд з гарячим порожнистим катодом, він є джерелом чистої високоіонізованої плазми і має високий ККД передачі енергії в анод. Незалежно від роду робочої середи на порожнистому катоді реалізується режим розподіленого розряду, який забезпечує порівняно низькі робочі температури активної області катода, а отже, і його високу працездатність. З полого катода в напрямку анода виходить пучок електронів з високою густиною струму, який можна використовувати як ефективний засіб для випаровування матеріалів. Пучок цей можна фокусувати і відхиляти в слабких поздовжніх магнітних полях. Гнучкість електронного пучка розряду з порожнистий катодом, а також його високі енергетичні показники вказують на широкі технологічні можливості такого типу розряду.

Дуговий розряд з холодним катодом

Основна умова існування дугового розряду у вакуумі з холодним катодом – ерозія матеріалів електродів. Залежно від того, на якому електроді ерозія переважає, розрізняють дві форми вакуумної дуги з холодним катодом. Якщо процес ерозії протікає тільки на катоді (анод не еродує), реалізується катодна форма вакуумної дуги. Якщо і анод починає інтенсивно еродувати, причому величина його ерозії істотно перевищує величину ерозії катода, реалізується анодна форма вакуумної дуги.

Катодна форма вакуумної дуги уявляє собою електричний розряд, що існує винятково в парах матеріалу катода, які поставляються в результаті ерозії з області катодних плям. Цей тип розряду при правильному виборі геометрії та охолодженні катода і анода має широкий струмовий діапазон – від одиниць ампер до десятків кілоампер.

Виникненню вакуумної дуги передуює пробій міжелектродного проміжку, діелектрична міцність якого може досягати $10^5 - 10^6$ В/см.

На катоді дуга горить в окремих катодних плямах, що складаються з окремих елементарних комірок. Кожна мікропляма має певний час життя, тобто при постійному струмі дуги на холодному катоді відбувається безперервний процес самовільного розпаду катодних осередків і безперервне утворення нових осередків в результаті поділу старих. Тому вакуумна дуга нестійка. Стійкість її залежить від того, наскільки легко випаровується матеріал катода під дією потужності, що виділяється в катодній плямі. Крім того, стійкість дуги підвищується зі зменшенням температури кипіння матеріалу катода і теплопровідності χ . Стійкість дуги зростає зі зменшенням її довжини. Накладенням на дугу поздовжнього або поперечного магнітного поля різко підвищують її стійкість. При досить великому струмі, тобто коли загальна кількість елементарних комірок на катоді велика, середній час існування вакуумної дуги при будь-якому матеріалі катода стає великим і вона може горіти стаціонарно. Критичне значення струму, при якому дуга горить безперервно, залежить від матеріалу катода, відстані між електродами, параметрів зовнішнього електричного кола і змінюється від одиниць до сотень ампер.

На рис. 2.13 зображені вольт-амперні характеристики вакуумних дуг для ряду матеріалів, що стаціонарно горять. У загальному випадку за інших рівних умов на катодах з низькою температурою кипіння критичний струм стійкого існування дуги значно нижче, ніж на катодах з матеріалів з високою температурою кипіння.

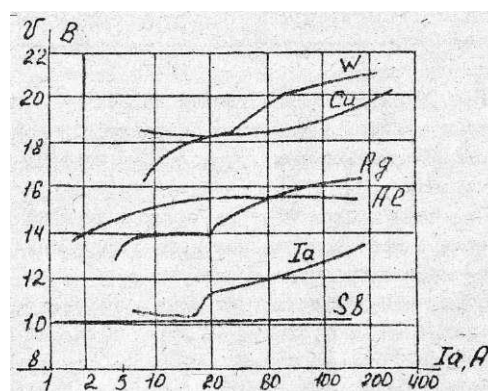


Рис. 2.13. Вольт-амперні характеристики вакуумних дуг для ряду матеріалів

Деякі параметри вакуумних дуг наведено в табл. 2.1.

Таблиця 2.1.

Матеріал катода	Струм дуги, А	Напруга дуги, В	Загальні витрати катода, 10^5 г/Кл	Витрати речовини у вигляді плазми, 10^5 г/Кл
<i>Mg</i>	50	13,4	2	
	100	14,2		
	170	15,0	3,6	4,2
<i>Al</i>	100	20,0		
	300	20,8	12	6
<i>Ni</i>	100	18,0		
	300	19,6	10	5
<i>Cu</i>	100	19,2		
	300	20,6	13	6,5
<i>Ag</i>	100	16,5		
	300	17,8	14	7,2
<i>Zn</i>	20	11		
	100	12,0		
	300	12,5	32	16
<i>Pb</i>	20	10,3		

Вакуумні дуги зазвичай горять при напрузі, дещо більшій (іноді в 2 – 3 рази), ніж потенціал іонізації матеріалу катода, причому основну частку цієї напруги становить катодне падіння потенціалу. Напруженість електричного поля в стовпі дуги приблизно дорівнює 10^2 В/см, анодне падіння – нульове або негативне.

Вакуумній дузі властиві коливання з частотою $10^5 - 10^7$ Гц, які залежать в основному від теплофізичних властивостей матеріалу катода. Зі зменшенням $T_{kip} \sqrt{x}$ частота та амплітуда коливань зменшуються.

При технічному використанні вакуумної дуги важливе значення має процес її погашення і відновлення діелектричної міцності міжелектродного проміжку.

Зі зменшенням струму вакуумна дуга гасне не при нульовому струмі, а при значенні його, близькому до нуля. Значення струму, при якому це відбувається, називається струмом зрізу. Струм зрізу може негативно позначатися на роботі імпульсних пристроїв на основі вакуумної дуги в індуктивних ланцюгах, де він може призвести до появи сильних перенапруг і порушенню ізоляції. Значення струму зрізу залежить від теплофізичних та емісійних характеристик катода, а також від величини dI/dt в момент згасання дуги (струм зрізу зменшується з ростом dI/dt).

При горінні стаціонарного розряду на катоді існують окремі катодні плями, що яскраво світяться, кожна з яких в залежності від виду матеріалу катода переносить струм від одиниць до сотень ампер. Сила струму на одну пляму i_0 залежить від матеріалу катода і для різних матеріалів має наступні значення [5; 6]: $B_i \approx 4$ А, $Zn \approx 10$ А, $Pb \approx 8$ А, $Al \approx 25$ А, $Cu \approx 100$ А, $Ag, Fe \approx 60-100$ А, $Cr \approx 70$ А, $C \approx 200$ А, $Mo \approx 150$ А, $W \approx 300$ А. Величина i_0 зростає зі зростанням параметра $T_{kip} \sqrt{x}$. При струмі i_0 катодна пляма зазнає поділ і кількість плям починає зростати пропорційно току. У цьому випадку на катоді існує кілька паралельних самостійних дуг зі своїми катодними плямами.

Катодні плями переміщаються по поверхні катода хаотично за законами броунівського руху зі швидкістю від декількох десятих до одиниць метрів в секунду. Відштовхуючись одна від іншої, вони рухаються до країв катода. Швидкість руху плям до периферії збільшується з ростом струму дуги.

Одна з основних характеристик катодної плями – густина струму в плямі. Так, для мідних електродів вона становить $\approx 10^5$ А/см². Для багатьох металів – $\approx 10^6 - 10^7$ А/см².

З ростом струму утворюється стиснений стовп дуги, що світиться, який є характерним для дуг високого тиску. Але на відміну від дуги високого тиску, на контракцію впливають втрати енергії випромінювання стовпом дуги. При переході до такої форми вакуумної дуги спостерігається злиття багатьох катодних плям в

єдину катодну пляму, що яскраво світиться, яка постачає велику кількість пари в міжелектродний проміжок.

Анодна форма вакуумної дуги

Дослідження процесів на аноді в дуговому розряді низького тиску було проведено радянськими фізиками Клярфельдом і Неретиною. Вони показали, що в залежності від умов горіння можуть існувати дві форми анодної дуги: дифузний розряд, рівномірно розподілений по поверхні анода, і розряд з анодним плямою. Анодне падіння може змінюватися в широких межах (від негативних до позитивних значень).

На рис. 2.14 зображені деякі результати вимірювань анодного падіння потенціалу у діапазоні струмів $10^{-1} - 4 \cdot 10^3$ А розряду низького тиску на ртуті ($P \sim 10^{-1} - 10$ Па). Крива 1 показує залежність анодного падіння для плоского анода, крива 2 – для порожнистого.

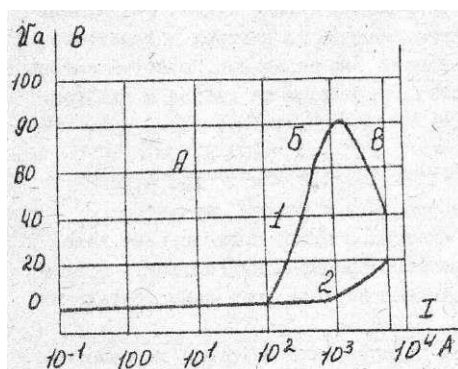


Рис. 2.14. Деякі результати вимірювань анодного падіння потенціалу розряду низького тиску на ртуті

Якщо анод плоский, анодне падіння в діапазоні струмів $I \approx 10^{-1} - 2 \cdot 10^2$ А негативне і складає $\approx 3 - 4$ В, а розряд на аноді дифузно розсіяний (область А). При збільшенні струму до 2000 А анодне падіння стає позитивним і досягає майже ≈ 100 В (область Б). Процес зростання анодного падіння пов'язаний з контракцією позитивного стовпа дуги та анодної області під дією власного магнітного поля, яка відбувається із зростанням струму. Утворюється анодна пляма, що швидко переміщається по поверхні, яка оберігає анод від руйнування. При подальшому

збільшенні струму ($> 2000 \text{ A}$) виникає бурхливе випаровування анода в області анодного плями і відбувається формування анодного плями з густиною струму $j_c \approx 10^3 - 10^4 \text{ A/cm}^2$, а також плазми анодної плями. Цей процес супроводжується сильним оплавленням анода. Причина виникнення великого позитивного анодного падіння – розрядження робочого середовища в прианодній області внаслідок пінчевання розряду, що сильно збільшує щільність струму на аноді (область Б). Зниження анодного падіння з подальшим збільшенням струму (область В) відбувається в результаті випаровування матеріалу анода з його поверхні. Використання порожнистого анода дозволяє розширити область з негативним анодним падінням і дифузною формою розряду.

У роботах Клярфельда і Неретиної показані можливості управління характером анодних процесів, а значить і вольт-амперною характеристикою двома способами: застосуванням анода відповідного розміру і форми, а також примусовою зміною концентрації прианодної плазми.

У багатьох технічних використаннях плазмових пристроїв низького тиску, в яких потрібно застосовувати нееродуючий анод, слід прагнути реалізувати режим з негативною анодною напругою і дифузно розподіленим розрядом по поверхні анода. Для розширення струмового діапазону можна або збагачувати анодну область робочою речовиною тим чи іншим способом, або застосовувати анод з розвиненою поверхнею, або порожнистий анод.

Форма вакуумної дуги з контрагованою анодною плямою та інтенсивним випаровуванням анода може бути перспективною для вирішення ряду технологічних завдань.

2.4. ІСКРОВИЙ РОЗРЯД

Іскровий розряд виникає при порівняно великих тисках газу, близьких до атмосферного і перевищують його. При цих умовах напруга запалювання самостійного розряду є високою. Однак після іскрового пробою розрядного проміжку його опір різко зменшується, виникає сильний струм, що приводить до перерозподілу падінь напруги в ланцюзі. На розрядний проміжок доводиться

незначна напруга – основна її частина падає на опорі ланцюга і внутрішньому опорі джерела напруги.

Якщо джерело напруги має невелику потужність (великий внутрішній опір), то після короткочасного імпульсу розряд припиняється, напруга на електродах знову зростає, і картина іскрового пробою повторюється. Час наростання напруги та інтенсивність іскри тим більше, чим більше ємність між електродами іскрового проміжку. Це може бути власна його ємність або додатковий конденсатор. В останньому випадку розряд називається конденсованим.

При великій потужності джерела напруги і невеликому опорі в ланцюзі катод сильно розігрівається, починається термоелектронна емісія з його поверхні, і розряд переходить у стадію дугового розряду.

За зовнішнім виглядом іскровий розряд являє собою пучок яскравих звивистих смужок (каналів), які пронизують розрядний проміжок. У деяких випадках, ці смужки, що світяться обриваються в розрядному проміжку, не досягаючи другого електрода. Таким чином, на відміну від стовпа тліючого або дугового розряду, розрядний проміжок при іскровому розряді виявляється неоднорідним.

Якщо між електродами розташувати не надто товстий шар ізоляційного матеріалу (скло, текстоліт, картон та ін.), То іскра пробиває не тільки газовий проміжок, але і цей твердий предмет, утворюючи в ньому отвір.

При малій довжині розрядного проміжку спостерігається специфічне руйнування матеріалу анода (ерозія), яка локалізується на малій ділянці анода. Це явище покладено в основу розробленого радянськими вченими іскрового методу різання, свердління та інших видів обробки металів.

Розрахунки та пірометричні вимірювання температури газу в каналі іскри показують, що вона досягає близько 10000°C . Таке різке підвищення температури газу протягом малого часу проходження іскри викликає миттєве, (вибухового характеру) і дуже сильне збільшення тиску газу. Воно є причиною характерних для іскрового розряду звукових ефектів у вигляді потріскування, порівняно гучних

кляцань при конденсованому розряді і гуркоту грому при блискавці, що представляє собою іскровий розряд величезної потужності.

Вивчати окремі стадії іскрового розряду можна фотографуванням камерою об'єктивом, що швидко переміщується (камера Бойса) або камерою з плівкою, що швидко переміщується. При цьому зображення окремих каналів іскри, що слідують одна за одною у часі, виявляються розташованими на різних ділянках плівки.

Ці спостереження дозволяють виявити як утворення окремих електронно-іонних лавин в початковій стадії розвитку іскрового розряду, так і появу більш щільних скупчень іонізованих частинок, що поширюються зі швидкістю, яка значно перевищує швидкість просування звичайної лавини. Ці утворення називаються стримерами.

При іскровому розряді спостерігаються стримери, що зароджуються близько анода і просуваються до катода (позитивні), і стримери, що просуваються до анода (негативні) (рис. 2.15).

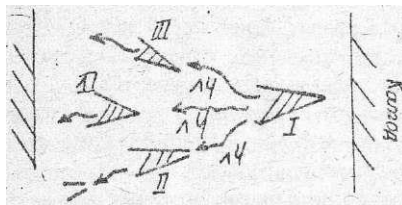


Рис. 2.15. Стримери.

На відміну від теорії електронних лавин Таунсенда, розробленої для області низьких тисків, що розглядає розвиток розряду як багаторазове нарощування лавин, стримерна теорія іскрового розряду є теорією однолавиного пробою. Відповідно до цієї теорії через розрядний проміжок проходить лише одна лавина, що викликає появу стримера.

Під дією будь-якого стороннього чинника близько катода з'являється електрон. Рухаючись у сильному електричному полі, створеному анодною напругою, він зароджує електронно-іонну лавину 1. Інтенсивна іонізація газу в лавині призводить до збільшення його електропровідності та зменшення падіння напруги на цій ділянці газу.

Відповідно зростають напруга і напруженість електричного поля а просторі перед лавиною (між її головою і анодом).

Розвиток лавини в умовах високих тисків супроводжується нагріванням газу до високих температур і його світіння. Світіння викликається також рекомбінацією електронів та іонів в об'ємі.

Кванти світла поширюються в усі сторони від лавини (у тому числі і вперед), викликаючи фотоіонізацію атомів газу і зароджуючи тим самим нові лавини II, III та IV. При цьому найбільш ймовірне виникнення нових лавин (вторинних) саме перед головою основний лавини, де напруженість поля підвищена. Випромінювання вторинних лавин призводить до виникнення перед ними третинних та інших лавин, що зливаються у потужний стример, що швидко просувається до анода.

Трохи інакше розвивається позитивний стример. Його зародження починається в момент, коли голова материнської лавини досягає анода, електрони йдуть у ланцюг, і перед анодом утворюється надлишковий об'ємний заряд позитивних іонів. У цьому випадку напруженість поля збільшується за лавиною, в просторі катод – об'ємний заряд іонів.

Вторинні лавини, що зароджуються в об'ємі в результаті фотоіонізації, під дією поля спрямовуються до каналу першої лавини, нарощуючи позитивний об'ємний заряд, просуваючи його до катода. Формується канал позитивного стримера. Коли позитивний стример досягає катода, в утворений ним канал спрямовуються електрони, вибиті з катода в результаті γ -процесів. Нейтралізуючи позитивний об'ємний заряд в каналі стримера, вони як би формують ділянку плазми, наближаючи тим самим катод до анода. У цій скороченій ділянці з підвищеною напруженістю поля розвивається нова лавина, що породжує новий позитивний стример. Ступеневе поширення стримера буде тривати до тих пір, поки анод і катод не опиняться з'єднаними безперервною ниткою плазми.

Детальніше про розвиток іскрового розряду та про основи його кількісної теорії викладене в [7; 8].

2.5. КОРОННИЙ РОЗРЯД

При порівняно великих тисках і неоднорідному електричному полі в розрядному проміжку, викликаному малим радіусом кривизни одного з електродів, виникає специфічний вид самостійного розряду, що отримав назву коронного.

При поступовому збільшенні різниці потенціалів між електродами виникає несамостійний тихий розряд з дуже слабким струмом, а потім при певній початковій напрузі з'являється коронний розряд, який характеризується тонким шаром, що світиться – короною біля електрода малого радіуса кривизни.

Корона може виникати біля негативного та позитивного електродів. Якщо обидва електроди мають малі радіуси кривизни, то утворюється двополярна корона.

Механізм утворення негативної корони розглянемо на прикладі електродів, що представляють собою коаксіальні циліндри (рис. 2.16). Коронуючим є внутрішній електрод малого діаметра, що має негативний потенціал.

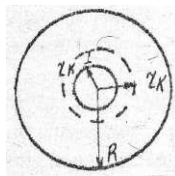


Рис. 2.16. Електроди у вигляді коаксіальних циліндрів.

У циліндричному конденсаторі розподіл потенціалу не лінійний, а підкорюється закону

$$U_r = C \ln \frac{r}{r_k},$$

де r_k – радіус внутрішнього циліндра.

Відповідно напруженість електричного поля обернено пропорційна координаті r :

$$\frac{dU}{dr} = -E_r = \frac{const}{r} \text{ або } E_r r = const.$$

Це означає, що напруженість поля найбільша біля центрального електрода – катода. При збільшенні напруги між електродами біля поверхні катода швидкість електронів $V_{er} = K_e E_r$ досягає значень, при яких стає можливою іонізація атомів газу

та виникнення електронних лавин. Однак ці лавини не поширюються до анода, тому що на деякій відстані r_{kor} , що уявляє собою зовнішній радіус коронуючого шару, напруженість поля зменшується настільки, що припиняється іонізація, а потім і збудження атомів газу.

Таким чином, у зовнішній частини корони немає електронних лавин, а є лише невеликий об'ємний заряд електронів, які дрейфують до анода у відносно слабкому електричному полі. При коронному розряді в повітрі поряд з електронами утворюються і негативні іони. Їх появі сприяють велика щільність газу і невелика напруженість поля у зовнішній області корони, тобто малі швидкості руху електронів.

Наявність електронних лавин лише в межах коронуючого шару говорить про те, що умова самостійності розряду $\mu = 1$ повинна виконуватися в межах цієї області. Її можна записати у вигляді

$$\mu = \gamma \left(e^{\int_r^{r_{kor}} \alpha dr} - 1 \right) = 1,$$

де r_k – радіус катода.

Для розв'язку цього рівняння можуть бути використані такі граничні умови: при $r = r_k$ $E = E_k$ – початковій напруженості на катоді, за якої виникає корона, а при $r = r_{kor}$ $\alpha = 0$.

Поява об'ємного заряду електронів та позитивних іонів в коронуючому шарі призводить до деякого перерозподілу падінь напруг на окремих його ділянках, в результаті чого, як і при розвитку будь-якого розряду, значення μ спочатку збільшується, а потім, пройшовши через максимум, зменшується і стає рівним одиниці в сталому режимі. Особливість коронного розряду полягає в тому, що у перерозподілі потенціалів бере участь зовнішня область корони. Формування коронуючого шару і збільшення струму призводять до збільшення падіння напруги на зовнішній області та зменшення напруги в коронуючому шарі. Зовнішня область корони грає роль великого баластного опору, включеного послідовно в ланцюг. Тому коронний розряд стабілізується навіть за відсутності опору у зовнішньому

ланцюзі при струмі, у багато разів меншому, ніж при пробі в однорідному полі і виникненні тліючого розряду.

У позитивній короні електрони, що зароджують лавини, входять в коронуючий шар через його зовнішню поверхню. У зовнішній області корони струм переноситься позитивними іонами, що утворюються в коронуючому шарі і дрейфуючими до катода – зовнішнього циліндра. Малі швидкості іонів при підході до катода дають підставу вважати, що кількість вторинних електронів, що вибиваються ними є незначною. Крім того, коронуючий шар розташовується досить далеко від катода, тому мало імовірно, що електронні лавини позитивної корони зароджуються електронами, які виходять з катода. Більш ймовірно, що електрони, які зароджують лавини, з'являються біля кордону коронуючого шару в результаті фотоіонізації атомів газу випромінюванням корони.

При різниці потенціалів між електродами більше початкової напруги корони розряд розвивається. Відбувається розширення коронуючого шару і збільшення розрядного струму, що супроводжується зростанням напруженості поля в зовнішній області корони. Це призводить до нового рівноважного стану.

При деякій напрузі коронуючий шар сягає зовнішнього електрода або коронуючого шару другого електрода (при двополярній короні), зникає область просторового заряду, що обмежує струм, і відбувається іскровий пробій проміжку.

Таким чином, при коронному розряді виникає неповний пробій розрядного проміжку, що завершується при іскровому пробі.

У техніці високих напруг корона являє собою небажане явище. Поява її між проводами високої напруги призводить до збільшення втрат при передачі енергії, руйнування поверхні ізоляторів і т.п.

Коронний розряд знаходить застосування в електрофільтрах, деяких типах лічильників часток, стабілізаторах високої напруги. У зв'язку з цим необхідно знати за яких умов починається коронний розряд, які фактори визначають початкова напруга або початкова напруженість E_k поля.

На підставі численних експериментів встановлено, що початкова напруженість E_k поля залежить від тиску газу і радіуса коронуючого електрода. Ця

залежність дається емпіричною формулою Піка, виведеною для коаксіальних циліндричних електродів в повітрі:

$$E_k = 3,1 \cdot 10^3 \delta \left(1 + \frac{0,0308}{\sqrt{\delta r_0}} \right), \text{ кВ/м} \quad (2.14)$$

де r_0 – радіус коронуючого електрода, м; δ – густина повітря, віднесена до густини при $P = 1$ атм., $T = 300$ °К.

Цією формулою з достатнім ступенем точності можна користуватися і при циліндричному проводі і паралельній йому площині.

Розрахувавши за рівнянням (2.14) початкову напруженість поля, можна визначити початкову напругу U_k виникнення корони між дротом та площиною за формулою

$$U_k = E_k r_0 \ln \frac{2h}{r_0},$$

де h – відстань між проводом і площиною.

Струм коронного розряду визначається процесами у зовнішній області корони, тому для знаходження вольт-амперної характеристики треба, вирішити рівняння Пуассона для цієї області. Для випадку циліндричних коаксіальних електродів воно запишеться як

$$\frac{d^2 U}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dU}{dr} = -\frac{1}{r} \cdot \frac{d(E_r)}{dr} = -\frac{P}{\varepsilon_0}.$$

Рішення цього рівняння дає наступну формулу вольт-амперної характеристики:

$$I = \frac{2\mu U(U - U_z)}{r_0 + \ln \frac{r_b}{r_a}},$$

де μ – рухливість носіїв у зовнішній короні; U – напруга на розрядному проміжку; U_z – напруга запалювання коронного розряду; r_b та r_a – радіуси відповідно внутрішнього і зовнішнього діаметрів.

Теорія коронного розряду була докладно розроблена на основі теорії електронних лавин [7; 8].

2.6. ВИСОКОЧАСТОТНИЙ РОЗРЯД

При подачі на електроди змінної напруги картина розряду змінюється, причому характер цієї зміни визначається частотою сигналу.

При низьких частотах розряд аналогічний розряду в постійному полі, в якому періодично змінюється положення катодних і анодних частин. Відмінністю є лише дещо більш високий ступінь іонізації на початку кожного напівперіоду за рахунок розряду, що протікає протягом попереднього напівперіоду.

З ростом частоти характер зміни розряду стає іншим. Починаючи з деякої критичної частоти різні області розряду не встигають перебудовуватися протягом кожного напівперіоду і розряд стає симетричним. Його не можна розкласти в часі на два протилежно орієнтованих в просторі розряди. Критична частота, що відповідає початку переходу до високочастотного розряду, залежить від типу розряду. Для таунсендовських лавин тліючого розряду вона відповідає приблизно 10 кГц, для іскрового розряду – 10 МГц. У дуговому розряді обидва електроди розігріваються однаково і розряд симетричний при частотах 0,1 – 1 кГц. З подальшим підвищенням частоти розряд незалежно від його форми проходить через два характерних стани. Спочатку амплітуда зміщення важких частинок стає менше лінійних розмірів приладу і вони не бомбардують електроди. При більш високих частотах аналогічна ситуація складається для електронів, і з цього моменту розряд, переходить в надвисокочастотний (НВЧ). В останньому випадку позитивні іони можна вважати нерухомими і розглядати лише коливання електронів, зводячи роль позитивних іонів до утворення поля позитивного об'ємного заряду.

Особливість високочастотного розряду – слабка залежність більшості його типів від процесів на електродах. Розряд може протікати і тоді, коли електроди винесені за межі розрядної трубки, або при його збудженні змінним магнітним полем соленоїда, коли електроди взагалі відсутні, а розрядна трубка аналогічна вторинній обмотці трансформатора, в якій індукується струм (безелектродний розряд). Такий розряд виникає, наприклад, в плазмових установках для термоядерного синтезу типу "Токамак".

Найпоширенішим типом самостійного НВЧ-розряду є дуговий розряд, що виникає в досить широкому діапазоні тисків у тих частинах резонаторів і хвилеводів, де напруженість електричного поля максимальна. Зовні дуговий СВЧ-розряд нагадує позитивний стовп дугового розряду при постійній напрузі і контрагує при збільшенні тиску понад 10^3 Па. Пояснення механізму дугового СВЧ-розряду зустрічає певні труднощі, пов'язані, зокрема, з тим, що розряд може протікати при дуже низькій напруженості електричного поля (порядку 10^4 В/м). Максимальна енергія, яку може придбати електрон в полі такої напруженості, набагато менше енергії іонізації атомів газу.

При роботі високочастотної і НВЧ-апаратури можна також спостерігати іскровий, коронний і факельний високочастотні розряди. Високочастотна корона виявляється пронизаною яскравими смужками, що світяться та затухаючими далеко від коронуючого електрода. З ростом напруги коронний розряд переходить в дуговий або іскровий залежно від потужності джерела живлення. Факельний розряд виникає на частотах понад декілька мегагерц в точках максимальної напруженості поля при атмосферному тиску і має вигляд язичка полум'я (факела). Другим електродом тут служить земля, на яку розряд замикається ємнісним струмом.

За аналогією з розрядами на постійному струмі можна говорити про самостійний і несамостійний високочастотний розряди. При великій напруженості високочастотного поля газ іонізується електронами, що коливаються у тому числі тими, що знову утворюються в результаті іонізації, відбувається пробій розрядного проміжку і за час $10^{-8} \sim 10^{-9}$ с встановлюється самостійний розряд. Напруженість поля E_z , необхідна для запалювання, як і у випадку розряду на постійному струмі, має мінімум при певному тиску газу (рис. 2.17).

Збільшення E_z при великих тисках пов'язане зі зменшенням енергії, що набирається електроном на довжині вільного пробігу. При малих тисках зростання E_z пов'язане з посиленням дифузного усунення заряджених частинок з розряду, а також зі зменшенням кількості іонізуючих зіткнень і ефективності прискорення електронів (за час вільного пробігу електрона поле встигає кілька разів змінити полярність). З цієї ж причини E_z при малих тисках зростає із збільшенням частоти

поля. При більш високих тисках збільшення частоти призводить до зниження E_z , через те, що газ не встигає частково деіонізуватися до початку кожного наступного напівперіоду коливання.

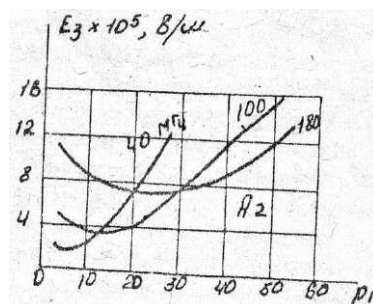


Рис. 2.17. Залежність напруженості поля запалювання E_z від тиску газу.

Якщо плазма газового розряду знаходиться в постійному магнітному полі, то напруженість поля для запалювання розряду різко падає при збігу частоти змінного електричного поля з циклотронною частотою (при умові, що частота зіткнень електронів набагато менше частоти поля).

При низьких тисках та малих розмірах розрядного проміжку довжина вільного пробігу електронів може стати співвимірною з розмірами приладу і виникнення розряду буде обумовлене вторинною електронною емісією зі стінок. Подібний механізм виникнення розряду особливо ймовірний, коли час прольоту від стінки до стінки дорівнює напівперіоду поля (вторинно-електронний резонансний розряд).

Цікавою є поведінка газорозрядної плазми, створеної за рахунок зовнішнього джерела іонізації або постійного електричного поля, на яку діє високочастотне електричне поле (у тому числі поле електромагнітного випромінювання). Розв'язуючи рівняння руху електрона і іона в полі $E = E_m \sin \omega t$ можна знайти вирази для їх швидкості, а за ними визначити набуту в полі кінетичну енергію. Якщо потім обчислити співвідношення максимальних енергій, набутих електроном і іоном, то воно виявиться рівним зворотному співвідношенню їх мас. Звідси видно що енергія, яку електрони отримують від високочастотного поля, дещо вище енергії, набутої позитивними іонами. Те ж саме можна надати і щодо амплітуд коливань електронів та іонів. Тому рухом іонів під дією ВЧ-поля можна знехтувати.

Використання при вивченні НВЧ-розряду результатів, отриманих для розряду в постійному полі, називається методом постійно-струмової аналогії. Це важливий метод, оскільки до теперішнього часу накопичений багатий експериментальний матеріал, який стосується розряду в постійному полі. Зокрема, він може бути застосований для визначення напруженості поля, при якій виникає СВЧ-розряд тим більш, що розв'язок кінетичного рівняння, особливо з урахуванням різних механізмів усунення електронів з розряду (дифузія до стінки, рекомбінація, захоплення молекулами електронегативних газів, і т.д.) є надзвичайно складним.

Метод постійно-струмової аналогії визначає умови рівності лише ізотропних складових функції розподілу і не може бути застосований для характеристик розрядів, що залежать не тільки від значення, але і від напрямку швидкості.

Напруженість поля пробою при виникненні розряду в оптичному діапазоні частот дуже велика ($10^8 - 10^9$ В/м) і потрібні особливо потужні джерела випромінювання (лазери, що працюють в режимі гігантських імпульсів з потужністю близько десятка мегават) для здійснення оптичного пробою газу. Залежність напруженості електричного поля світлової хвилі, необхідної для оптичного пробою, від тиску газу є кривою з мінімумом, який лежить при тисках газу порядку декількох сотень атмосфер. Положення мінімуму, як і НВЧ-розряду, відповідає умовам, при яких швидкість відбору енергії електроном від поля електромагнітної хвилі є максимальною. Зсунення мінімуму в область великих тисків в порівнянні з ВЧ- та НВЧ-діапазонами пов'язаний зі збільшенням частоти коливань.

2.7. ПОГЛИНЯННЯ ГАЗУ СТІНКАМИ ТА ЕЛЕКТРОДАМИ

У процесі горіння розрядів відбувається убування газу в обсязі внаслідок поглинання його стінками і електродами. Розрізняють два види поглинання – поверхневе і глибинне (абсорбція). Процес поверхневого поглинання полягає в налипанні атомів і молекул газу до твердих поверхонь внаслідок виникаючих між ними молекулярних сил зчеплення. Зазвичай цей ефект проявляється слабо. Великий вплив на спад газів має абсорбція. При ній кількість газу, зникаючого в

мікропорах речовини і між вузлами її ґратки є значною. По мірі поглинання внутрішній тиск в каналах мікропор збільшується і це призводить до того, що частина газів повертається з мікроканалів в об'єм приладу (процес десорбції).

У той же час інша частина поглинутого газу переходить в глибші шари речовини. Глибинному проникненню атомів в мікропори твердого тіла сприяє досить висока кінетична і потенційна енергія іонів, яку вони передають атомам газу в процесі рекомбінації з електронами.

Швидкість результуючого поглинання газу, що представляє різницю між первинним поглинанням і наступним поверненням газу, оцінюють коефіцієнтом поглинання η . Це відношення прийнятого абсорбентом іонного потоку до повного іонного потоку, що приходить до абсорбенту. Коефіцієнт поглинання залежить від багатьох факторів, у тому числі від матеріалу абсорбенту та стану його поверхні, від роду газу, енергії іонів і щільності іонного потоку, температури абсорбенту.

Числові значення коефіцієнтів поглинання для різних абсорбентів і різних газів наведено в табл. 2.2.

Таблиця 2.2

Іон	Абсорбент		
	Молібден	Нікель	Кварцове скло
<i>He</i>	0,35	0,65	0,87
<i>Ne</i>	0,05	0,73	0,55
<i>Kr</i>	0,001	0,1	0,62

З підвищенням атомного номера у газі коефіцієнт зменшується, що пов'язане зі зростанням ефективного перетину іонів, а великий ефективний перетин ускладнює проникнення в мікропори речовини.

Температура та коефіцієнт поглинання η впливає головним чином через інтенсивність десорбції. З ростом температури збільшується повернення атомів газу з мікроканалів абсорбенту та η зменшується.

В приладах, заповнених ртутними парами, убування молекул пари внаслідок поглинання їх стінками відшкодовується додатковим випаровуванням рідкої ртуті.

При заповненні приладів воднем вводиться генератор водню, який поповнює убування водню у внутрішньому об'ємі приладу.

2.8. КАТОДНЕ РОСПИЛЕННЯ

Катодним розпиленням називають процес викидання атомів або молекул речовини катода під дією ударів позитивних іонів, катодному розпиленню можуть піддаватися не тільки катод, але й інші електроди приладу, а також стінки.

Процес відриву іонним потоком атомів (молекул) від поверхні речовини може бути обумовлений як механічним відривом їх під дією імпульсів сил, переданих іонами поверхневим шаром речовини (механічне розпилювання), так і випарами атомів внаслідок локального нагрівання іонами речовини до температури теплового випаровування (теплове розпилення).

Механічне розпилювання відноситься здебільшого до тугоплавких металів (молібден, тантал, титан та ін.). Теплове розпорошення більш характерно для металів з низькою температурою плавлення (олово, кадмій, цинк, вісмут і ін.). При інтенсивно протікаючому тепловому процесі розпилення поряд з випаровуванням має місце розбризкування речовини в рідкій або твердій фазі.

У загальному випадку в процесах розпилення беруть участь обидва його види: механічне і теплове. Співвідношення між ними залежить від енергії іонів, механічної міцності речовини, підігрівостійкості.

Інтенсивність іонного розпилення оцінюють коефіцієнтом розпилення, S , що визначає кількість атомів матеріалу катода, які вибиваються в середньому одним бомбардуючим іоном. Значення S залежить від матеріалу мішені та роду газу, до якого відносяться іони, від енергії іонів.

З енергією іонів значення S пов'язано наступним співвідношенням:

$$S = C(U_p - U_0),$$

де C – постійна, що залежить від матеріалу мішені, а також роду та тиску газу; U_p – енергія іонів, що приходять до мішені; U_0 – поріг розпилення, який визначається енергією, нижче якої розпорошення майже не має місця.

Кількість речовини, що розпилюється виражається при однозарядних іонах (атомах, позбавлених тільки одного електрона) рівністю, кг:

$$G = \rho A I_i t \cdot 10^{-8},$$

де G – маса речовини, що розпорошується, кг; ρ – коефіцієнт вагового розпилення, кг/Кл; A – атомний номер; I_i – іонний струм до мішені, А; t – час розпилення, с.

Коефіцієнт розпилення залежить також від тиску газу, яким заповнений прилад. Залежність швидкості розпилення речовини від тиску газу має вигляд: $G = kP^m$, де k – коефіцієнт, що відноситься до одиниці тиску; $m > 2$ (зазвичай $m \approx 5$).

В табл. 2.3 наведені числові значення питомого розпилення металів, виміряні при тиску газу 40 Па в нормальному тліючому розряді при заповненні приладів криптоном.

Таблица 2.3.

Метал	<i>Be</i>	<i>Al</i>	<i>Ti</i>	<i>Ni</i>	<i>Mo</i>	Нержавіюча сталь
Питоме розпилення, мг/А	0,25	0,8	0,8	0,9	1,0	1,3

Легкі метали менш розпилюються, через те, що вони утворюють оксиди, стійкі до розпорошення. Молібден, тантал, нікель, мідь, срібло і сталь має більшу розпиленість. Ці дані відносяться до роботи катодів в приладах тліючого розряду. У дуговому розряді у легкоплавких металів інтенсивність розпилення вище у зв'язку з тим, що до процесу випаровування додається розбризкування рідкого металу (берилій, свинець, кадмій, цинк).

Рівні розпилення в порядку наростаючої інтенсивності при іскровому розряді, виміряні при різних матеріалах катодів, наведено в табл. 2.4.

Таблица 2.4.

Матеріал катода	Гази
-----------------	------

Алюміній	<i>He</i>	<i>He</i>	<i>Kr</i>	<i>Ag</i>	<i>He</i>	<i>He</i>
Нікель	<i>He</i>	<i>He</i>	<i>Kr</i>	<i>He</i>	<i>Ag</i>	<i>He</i>
Молібден	<i>H₂</i>	<i>He</i>	<i>He</i>	<i>Kr</i>	<i>He</i>	<i>Ag</i>
Вольфрам	<i>H₂</i>	<i>He</i>	<i>He</i>	<i>Kr</i>	<i>Ag</i>	<i>He</i>

При практичному застосуванні необхідно досягти мінімального питомого розпорошення, що визначає вибір матеріалу електродів в газі.

Питання для самоперевірки

1. Перерахуйте загальні властивості газового розряду.
2. Загальна характеристика тліючого розряду. Наведіть криві розподілу потенціалу, напруженості електричного поля, яскравості.
3. Розкажіть, які процеси протікають в катодних частинах розряду.
4. Процеси в позитивному стовпі анодної області.
5. Якими параметрами характеризується катодна область нормального тліючого розряду?
6. Чим характеризується аномальний тліючий розряд?
7. Особливості розряду з порожнистим катодом.
8. Які області виділяються в дуговому розряді?
9. Які процеси протікають в дуговому самостійному розряді?
10. Структура дугового розряду при низькому тиску. Явища в катодному шарі при вимушеному та вільному режимах.
11. Стовп і анодна частина розряду.
12. Намалюйте і поясніть хід вольт-амперної характеристики дуги.
13. Особливості дуги високого тиску.
14. Як відбувається перехід дуги, що горить в газах, до дуги в парах електродів?
15. Чим характеризується дуга з гарячим катодом?
16. Умови підтримки дуги в парах електродів з холодним катодом. Які при цьому протікають процеси на катоді і аноді?

17. Анодна форма вакуумної дуги. Як змінюється анодне падіння в залежності від струму, форми анода?
18. Умови виникнення і підтримки іскрового розряду.
19. Особливості розвитку коронного розряду. Параметри.
20. Різновиди високочастотного розряду. Умови існування, механізми, виникнення і розвитку.
21. Яким чином протікають процеси поглинання газу в приладі?
22. Поясніть процеси катодного розпилення.

ПЕРЕЛІК ЛІТЕРАТУРИ

1. Хаддлстоун Р. Диагностика плазмы. – М.: Мир, 1967.
2. Подгорный И.М. Лекции по диагностике плазмы. – Н.: Атом– издат, 1968.
3. Диагностика плазмы /Под ред. С.Ю. Лукьянова. – М.: Атомиздат, 1973.
4. Бекеди Дж. Радиационные процессы в плазме. – М.: Мир, 1971
5. Раховский В.И. Физические основы коммутации электрического тока в вакууме. – М.: Наука, 1970.
6. Сливков И.Н., Михайлов В.И., Сидоров Н.И. Электрический пробой и разряд в вакууме. – М.: Атомиздат, 1966.
7. Капцов Н.А. Электроника. – М.: Гостехиздат, 1953.
8. Денбновецкий С.В., Барченко В.Т., Кузьмичев А.И, Шмырева Л.Н. Моделирование генераторов плазмы. Учебное пособие. – К.: УМК ВО, 1990.